

Thèse préparée  
à l'UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT  
École doctorale STEP'UP – ED n° 560  
Laboratoire AIM – Service d'Astrophysique CEA-Saclay

# Évènements Explosifs dans le Ciel Transitoire

par

**Alan Loh**

Thèse de doctorat de Sciences de l'Univers  
dirigée par Stéphane CORBEL

présentée et soutenue publiquement le 30 septembre 2016  
devant un jury composé de :

<b>Etienne Parizot</b>	Président du jury
Professeur (APC, Université Paris Diderot)	
<b>Jürgen Knödseder</b>	Rapporteur
Directeur de recherche (IRAP)	
<b>Jörn Wilms</b>	Rapporteur
Professeur (University of Erlangen-Nürnberg)	
<b>Stéphane Corbel</b>	Directeur de thèse
Professeur (AIM CEA-Saclay, Université Paris Diderot)	
<b>Mickaël Coriat</b>	Examineur
Astronome adjoint (IRAP)	
<b>Guillaume Dubus</b>	Examineur
Directeur de recherche (IPAG)	
<b>Lucas Guillemot</b>	Examineur
Astronome adjoint (LPC2E & OSUC)	



*Into this wild abyss,  
The womb of nature and perhaps her grave,  
Of neither sea, nor shore, nor air, nor fire,  
But all these in their pregnant causes mixed  
Confusedly, and which thus must ever fight,  
Unless the almighty maker them ordain  
His dark materials to create more worlds,  
Into this wild abyss the wary fiend  
Stood on the brink of hell and looked a while,  
Pondering his voyage. . .*

– John Milton, *Paradise Lost*

*So it begins.  
Our eyes torn open.  
Free from the thorns of doubt.  
Free from our selfish confine.  
Our. Blood.  
Restless. Ceaseless.  
With open arms we stand before the dawn.*

– Parkway Drive, *Horizons*



## Résumé

Les phénomènes d'accrétion et d'éjection se retrouvent au sein d'une grande diversité d'objets astrophysiques : des étoiles en formation jusqu'aux noyaux actifs de galaxies (AGNs). Les microquasars sont composés d'un objet compact de masse stellaire, accréant la matière d'une étoile compagne et partageant de nombreuses propriétés avec les AGNs. Ils représentent des environnements idéaux pour l'étude du couplage accrétion/éjection du fait de la proximité des systèmes, des niveaux de luminosité atteints et des temps caractéristiques d'évolution relativement courts.

Leur émission gamma de haute énergie (HE) demeure cependant peu contrainte. Nous nous attachons ici à caractériser ce rayonnement avec le télescope spatial *Fermi*/LAT dans les microquasars et tentons de le mettre en évidence pour d'autres classes de binaires afin de déterminer les conditions nécessaires à la production d'une telle émission. Le satellite *Fermi* surveille continûment le ciel gamma et est idéal pour l'étude des phénomènes transitoires. Nous avons notamment recherché une émission HE à la suite d'une éruption stellaire exceptionnelle de l'étoile double DG CVn, cependant, l'excès HE éventuellement repéré semble associé à l'activité d'un AGN en arrière plan. Nous nous sommes également intéressés à la variable cataclysmique SS Cyg dont les sursauts périodiques sont associés à la formation de jets relativistes. Après 26 ans de quiescence, le microquasar V404 Cyg de faible masse s'est réveillé lors d'une éruption spectaculaire. Les études avec *Fermi*/LAT que nous avons dirigées ont conduit pour la première fois à la détection de V404 Cyg en rayons gamma HE.

Les observations radio effectuées avec le VLA de V404 Cyg, alors en quiescence, nous permettent de dévoiler la variabilité du jet à courte échelle temporelle ainsi que le maintien du couplage accrétion/éjection à basse luminosité. Pour finir, nous détaillons les résultats d'une campagne d'observations simultanées radio/rayons X du candidat trou noir GRS 1739–278. Des transitions d'état à faible luminosité sont observées lors de deux courts sursauts successifs, rarement mis en évidence dans les microquasars. Nous discutons l'origine physique de ce comportement en contraste avec ses précédentes éruptions.



## Abstract

Accretion and ejection phenomena are encountered in a vast diversity of astrophysical objects: from star formation to active galactic nuclei (AGNs). Microquasars consist of a stellar-mass compact object, which is accreting matter from a companion star and sharing several physical properties with AGNs. They represent ideal laboratories for the study of accretion/ejection coupling due to their proximity, their high luminosity levels and their short evolution time scales.

Their high energy gamma-ray emission (HE) remains poorly constrained. We intend here to characterize the HE radiation of microquasars with the *Fermi*/LAT space telescope and try to detect it originating from other binary classes in order to determine the required conditions for HE emission. The *Fermi* satellite operates in a sky survey mode which enables transient phenomenon studies. We have searched for HE emission after an exceptional stellar flare from the binary star DG CVn. However, the located emission excess around DG CVn seems to be associated with a background AGN activity. We have also considered the cataclysmic variable SS Cyg whose periodic outbursts are associated with relativistic jets. After 26 years in quiescence, the low-mass microquasar V404 Cyg awoke during a spectacular outburst. The *Fermi*/LAT studies that we conducted led to the first HE gamma-ray detection of V404 Cyg.

The V404 Cyg radio observations with the VLA allow us to highlight the jet variability at short time scales in quiescence as well as the continuation of the accretion/ejection coupling at low luminosity. Finally, we detail the results of a simultaneous radio/X-rays observation campaign on the black hole candidate GRS 1739–278. Low luminosity state transitions are observed during two successive short outbursts, that are rarely seen in microquasars. We discuss the physical origin of this behaviour contrasting with its previous outbursts.



---

# Remerciements

---

Qu'il me paraît loin le temps de mon tout premier exposé. Son sujet ? Les trous noirs évidemment ! Cet intérêt pour le ciel et les mystérieux objets qui s'y trouvent m'a guidé tout au long de mon parcours scolaire et universitaire, et jusqu'à la réalisation de ce rêve d'enfant : devenir docteur en astrophysique ! Ce long périple n'aurait cependant pu s'effectuer sans le soutien admirable que j'ai reçu de la part de très nombreuses personnes. Si les astrophysiciens et collègues que j'ai rencontrés ces trois dernières années ont bien évidemment contribué au premier plan, mes amis et mes proches ont tout autant été un socle sur lequel j'ai pu m'appuyer. C'est donc avec un plaisir non dissimulé que je tiens à consacrer ces prochains paragraphes à les remercier, tout en m'excusant de l'imprécision peut-être maladroite de ma plume qui ne saurait autant qu'il se doit traduire l'intensité de ma gratitude à leur égard.

Je commencerais par remercier chaleureusement les membres de mon jury de thèse qui m'ont fait l'honneur de leur présence et de leur participation. Merci aux rapporteurs Jürgen KNÖDSEDER et Jörn WILMS pour votre lecture attentive de mon manuscrit, pour les remarques et les commentaires pertinents que vous m'avez transmis. Merci aux examinateurs pour l'attention portée à ce rapport alors que les délais ont été relativement courts. Merci Guillaume DUBUS pour ton regard toujours très apprécié sur mon travail et pour ton aide précieuse et indispensable lors de nos analyses *Fermi*/LAT. Merci Lucas GUILLEMOT pour ta sympathie, ton exigence, ta disponibilité et ton implication en tant que coordinateur du groupe *Galactic* qui a notamment facilité mes interactions au sein de la Collaboration *Fermi*. Merci Mickaël CORIAT pour nos échanges et pour tes conseils. Ton manuscrit de thèse m'a servi de référence pour construire ce présent document et je ne peux qu'espérer m'être approché de sa qualité. Enfin, *last but not least*, je tiens à remercier le président de mon jury : Etienne PARIZOT. Ton soutien depuis ma première année de licence à l'Université Paris Diderot a joué un rôle prépondérant au cours de ces huit années consécutives. J'ajouterais que ton regard vif et toujours émerveillé sur la Science représente pour moi une puissante source d'inspiration et de motivation.

Rien de moins qu'un paragraphe de remerciements ne pourrait être consacré à mon directeur de thèse Stéphane CORBEL. Ces trois années de collaboration ont été tout aussi intenses que plaisantes. Ton exigence et ta rigueur, combinées à un certain degré d'ouverture, de liberté de choix et d'acceptation d'erreur, m'ont poussé à toujours aller plus loin. Si par entêtement, je n'ai pas toujours suivi tous tes conseils, le temps et l'expérience m'ont permis d'en admettre la pertinence et je t'en suis reconnaissant. Merci d'avoir toujours répondu à mes interrogations et de m'avoir toujours consacré du temps même dans les périodes où tu étais fortement pris par tes autres responsabilités. Je te remercie de m'avoir entraîné vers le domaine radio, complémentaire des observations  $\gamma$ .

Leur potentiel et leur richesse, à l'âge d'or du développement d'instruments novateurs et gigantesques, ne peuvent être que fascinants. Ces quelques lignes un peu formelles ne peuvent cependant refléter ma gratitude envers toi. Alors tout simplement, merci énormément Stéphane, pour m'avoir fait confiance, pour m'avoir soutenu dans toutes mes démarches. Et quitte à me répéter, ça a été un vrai plaisir de travailler avec toi autant professionnellement que humainement. Et en ce qui concerne ton entraînement sportif, j'espère pouvoir un jour suivre ton rythme au footing par toutes les conditions météorologiques pour ne plus être qualifié de « tire-au-flanc » ☺!

J'en viens naturellement à Jérôme RODRIGUEZ et je ne sais par où commencer... Merci pour ton important soutien, en tant que responsable du LEPCHÉ, en tant que membre de mon comité de thèse et en tant que responsable des doctorants. J'ai grandement apprécié nos interactions professionnelles et j'espère vraiment qu'elles perdureront dans le temps. Au-delà de ces remerciements qui paraissent désespérément trop formels, j'aimerais également souligner la rareté de notre partage d'autant de passions communes. Merci pour tous ces concerts de métal et ces deux (bientôt trois) sessions du *HellFest* partagés, accoudés au bar ou secoués dans les pogos, toujours en bonne compagnie de Pierre GOUSSARD 🎸. Merci pour ces quelques sessions guitares où j'ai pu admirer tes talents sur *Flying V*. J'ai vraiment passé de très bons moments, et pour tout ça : nos discussions judo, nos footings, nos partages musicaux, nos échanges astrophysiques et ton amitié : merci (et à très bientôt dans une fosse)!

Je tiens à remercier ensuite tout le personnel, administratif, chercheurs, post-docs, étudiants, du Service d'Astrophysique du CEA-Saclay pour le merveilleux accueil et la bienveillance pendant cette thèse. Merci aux directeurs Pierre-Olivier LAGAGE et Anne DECOURHELLE. Merci Marie GAY, Dominique MONVOISIN, Christine TOUTAIN et Pascale CHAVEGRAND pour m'avoir facilité toutes les manipulations informatiques et les démarches administratives avec une grande efficacité. Merci Fabio ACERO pour ta sympathie, les questions *Fermi* et pour m'avoir intégré dans l'équipe des instructeurs Python au SAP; Sarah ANTIER; Pierre AUCLAIR-DESROTOUR; Jean BALLETT pour toutes tes explications et tes conseils sur *Fermi* et la statistique; Renaud BELMONT; Jean-Marc CASANDJIAN; Vincent CHAMBOULEYRON; Sylvain CHATY pour ton soutien depuis les conférences de l'Année Mondiale de l'Astronomie en 2009; Mélanie CHEVANCE en te souhaitant tout le meilleur pour ton post-doc; Dimitri CHUARD pour nos interactions derrière la vitre de nos bureaux; Alexis COLEIRO; Jérémie DECOCK; Pascale DELBOURGO; Pierre DIDELON; Philippe FERRANDO; Jérémy FENSCH; Andréa FREDET; Andrea GOLDWURM; Matthias GONZALEZ pour ton rôle dans mon comité de thèse et nos échanges d'enseignants de PACES; Laura GOSSET; Diego GÖTZ; Christian GOUIFFES; Isabelle GRENIER pour ton soutien dans mes démarches, ton aide critique dans mes analyses LAT et pour m'avoir intégré ces trois années dans ton équipe enseignante de PACES ce qui a été une formidable expérience extrêmement plaisante, enrichissante et révélatrice de ce goût pour la transmission des connaissances; Olivier IFFRIG; Ming JIANG; Karl KOSACK; David LANDRIU; Philippe LAURENT; Maëlle LE PENNEC; Chieh-An LIN; Alicia LOPEZ-ORAMAS pour ta bonne humeur des Canaries; Pierre MAGGI; Daniel MAIER; Douglas MARSHALL pour ton amitié et notre séjour au SLAC; Tino MICHAEL; Felix MIRABEL; Quentin REMY, on a quand même ingurgité des glandes de pancréas de porc – ou quoi que cela ait pu être – à Nagoya; Diana RENAUD; Nicolas RENAULT; Oriane ROOS; Tatyana SADIBEKOVA; Mathieu SERVILLAT; Julia

SCHMID ; Esther TAILLIFET ; Michel TALVARD et tes courses effrénées ; Thierry STOLARCZYK ; Andrea VALOTTI et ta démesure italienne ; Peggy VARNIÈRE. Je conserve également un souvenir ému pour André BRAHIC. Bien que déjà convaincu de mon orientation astrophysique, ses cours passionnés à l'Université Paris Diderot ont largement avivé ma motivation. Les échanges que nous avons pu avoir lors de mon parcours universitaire et son soutien ont pour beaucoup contribué à mes succès. Ses discours enflammés, qui résonnent encore dans mes oreilles, demeurent une puissante source d'inspiration.

J'en viens maintenant à mes proches collègues du CEA et sans lesquels cette expérience n'aurait certainement pas été la même. Merci Deatrick FOSTER, ça a été un vrai plaisir de partager le bureau pendant une année et merci pour tes tuyaux en programmation et en organisation (en particulier la bibliothèque personnelle ADS!). Maïca CLAVEL, merci d'avoir été une co-bureau si exceptionnelle, pour ta bonne humeur permanente, ton aide dans la relecture de mes productions, tes analyses critiques et tes conseils. Merci beaucoup Giulia MIGLIORI et ta radiance italienne. Nous avons mis en place une forme originale de communication gestuelle à travers une vitre qu'il faudrait vraiment améliorer, même si les concepts « Café ? » et « On va manger ? » sont devenus particulièrement aboutis. Je te promets que je ne laisserai plus un français couper ses spaghetti si je peux l'en empêcher ! Merci Julien GIRARD, d'avoir été mon mentor de radioastronomie, pour ta motivation à toute épreuve, ton tiramisu d'enfer, notre séjour mémorable au VLA – brûlés dans un jacuzzi après une randonnée de sept heures dans le désert de New Mexico, repus lors des soirées barbecue avec les autres participants, émerveillés sur une des antennes en mode « Jodie Foster » – et pour tout le reste... Enfin Bilal LADJELATE, merci d'avoir été si présent pendant ma thèse. J'ai tellement à raconter à ton sujet qu'il est crucial que je me limite, autant pour la patience du lecteur que pour ta propre carrière professionnelle ! Et finalement, plutôt que d'énumérer tous mes motifs de reconnaissance envers toi, je pense qu'il serait plus court de sélectionner certains aspects pour lesquels je ne te remercie pas. Je ne te dis donc pas merci pour tes explications impliquant de poser un hamiltonien avant de voyager à travers tous les domaines de la Physique – quantique et relativité générale compris – pour démontrer la loi des gaz parfaits. Je ne te dis pas merci pour tes créations artistiques sur mes feuilles de brouillon autant que sur les vitres de ma voiture. Et je ne te dis pas merci pour tes goûts musicaux qui me donnent des envies de meurtre, en particulier dans les embouteillages de la N118 : ♪ Ça fait rire les oiseaux ♪ Ça fait chanter les abeilles ♪ Ça chasse les nuages ♪ Et fait briller le Soleil. ♪

Merci aux membres de la Collaboration *Fermi*/LAT qui ont accueilli mes études avec un regard critique, pour leurs conseils et leurs encouragements. Autres que ceux déjà cités, merci à Teddy CHEUNG ; Robin CORBET ; Francesco DE PALMA ; Seth DIGEL ; John HEWITT ; Elena MORETTI ; Jeremy PERKINS ; Massimiliano RAZZANO ; David SMITH ; David THOMPSON. Merci aux chercheurs de l'ANR CHAOS pour ces fabuleux meetings auxquels j'ai pu participer à Grenoble et à Nançay : Susmita CHAKRAVORTY ; Jonathan FERREIRA ; Gilles HENRI ; Julien MALZAC ; Grégoire MARCEL ; Pierre-Olivier PETRUCCI. Merci à toute l'équipe NenuFAR et en particulier à Philippe ZARKA pour ta confiance et ton enthousiasme débordant. Merci également à James MILLER-JONES pour tes réponses rapides et incroyablement utiles sur les analyses radio. Merci à John TOMSICK pour ta confiance accordée lors de la campagne d'observations de GRS 1739–278 et pour les programmes à venir. Merci à tous les brillants jeunes chercheurs, trop nom-

breux pour être listés ici, et rencontrés lors des « écoles d'été » : *Cosmic Accelerators* à Cargèse en 2013, *14<sup>th</sup> Synthesis Imaging Workshop* à Socorro et *Third LOFAR Data Processing School* à Dwingeloo en 2014. Merci à mes nombreux étudiants de médecine, pour avoir si bien accueilli mon enseignement et pour m'avoir gratifié de certains des meilleurs compliments que j'ai pu recevoir.

Un grand merci à toute la bande « astro » du master AAIS : Diane BÉRARD ; Raoul CAÑAMERAS ; Bastien COURCOL ; mon cher Ileyk EL MELLAH pour toutes nos discussions scientifiques (« Mec, tu penses qu'on peut observer l'instabilité que je vois dans ma simulation ? Si si, elle devrait avoir une dimension de 10 km, une durée de vie de quelques minutes et une densité de flux de  $10^{-10}$  Jy ! »), pour ton côté dandy et ton esprit en perpétuelle ébullition ; Lucas GROSSET ; Charlène LEFÈVRE ; Sonny LION ; Corentin LOUIS ; Sophie MUSSET et tes cuvées angevines toujours très appréciées, notamment lors des mythiques soirées Elbereth ; Alizée POTTIER ; ma chère Dounia SAEZ, peut-être qu'on va finir par se croiser au *HellFest* ; Quentin SALOMÉ le plus doux des black métalleux que j'aime bien même si t'es un « millimétriste » ! Merci à mes fidèles compagnons du roadtrip australien, en souvenir de cette mémorable nuit *arhumatisée* sur le bord de la route entre Perth et Geraldton en apprenant que nous avions décroché nos bourses doctorales : Faustine CANTALLOUBE et tes pingouins qui ont gâché la moitié de nos photos ☹ ; Lucien GAUCHET et ton insatiable appétit ; mon Clément PERROT ♡ ; le *globetrotter* Martin TURBET, tu me fais tellement envie avec tes photos de vacances et tu as toujours une bonne longueur d'avance sur le concours reptilien... ; Guillaume SCHWORER notre guide des étoiles (et du Mauna Kea), et ces expériences olfactives – espèce d'enclume – !

Merci à tous ceux avec qui j'ai fait un bout de route lors de mon parcours à Paris Diderot, notamment Vincent BACHELET ; Simon BACHOLLE ; Margaux CERRUTI ; Léa JOUVIN ; Ingo LAUT ; Olivier LOMBARD ; Nicolas MARING ; Tomàs ROJO qui ont rendu ce séjour universitaire tellement plus intéressant. Merci à mes fidèles amis, partenaires d'innombrables soirées, Charlotte BESSIS, toujours classe, attentive et sensible ; Hubert HERVIEUX et tes talents culinaires ; Eddy ILIESCO, que j'aime bien même si tu écoutes du rap et que tu ne supportes pas les tongs. Un énorme merci, enveloppé de ma profonde et sincère affection, à Diane BONNEMAINS et David VIÉ, pour votre amitié depuis la L1, votre soutien et vos encouragements, les concerts, les festivals, les *Black Dog*, les apéros, notre périple dans le paradis hawaïen et nos futures expéditions.

Merci à mes comparses judokas avec lesquels j'ai passé d'excellents moments depuis plus de 16 ans maintenant, sur le tatami ou ailleurs : Adrien BROSSARD ; Jérémy COHEN ; Romain DAHER ; Arnaud DE VERCHÈRE « Papa No' » ; Romain « carpette » GRANGER ; Christophe GUERNIOU ; Olivier HAGRY ; Edwin HORN ; les bretons Guillaume & Sylvain LE DOEUFF ; Nicolas & Sophie PANAYOTI ; Xavier PEREZ ; Steven PHILIP ; Louis & Martin SCHAEFFER ; Adalbert TERCEROS ; Benoît TO. En dehors du partage de la sueur et des rires, trop de dossiers et d'anecdotes me reviennent en mémoire et je ne peux décemment pas les énumérer ici ! Toute cette joyeuse bande est bien sûr fédérée par notre *sensei* Didier GAUGUET dont l'enseignement du judo et de ses valeurs m'a beaucoup apporté au cours de ces nombreuses années. J'en suis heureux et fier et reste persuadé ne pas être le seul. Je termine ce paragraphe avec un remerciement spécial à Guillaume SELLIER, tu me fais l'honneur de ta fidèle amitié depuis plus de 20 ans ! Merci pour ces heures de discussions et de débats sur tout et rien à la fois, souvent sous le ciel

~étoilé de La Défense. Ensemble, nous avons grandi et fait les quatre cents coups – et certainement plus – et, bien que ces derniers temps nos réunions aient été pour le moins parcimonieuses, tu as toujours été là lorsque j’en avais besoin.

Que représenteraient ces lignes sans la mention de ceux qui me soutiennent depuis le tout début et à qui je dois tout ? Mes parents, qui ont fait de moi ce que je suis aujourd’hui, par la transmission de leurs valeurs, leur rigueur, leur discipline, leur ouverture, leur persévérance, leur disponibilité, leur liberté, leur confiance en un fils n’ayant pas toujours les pieds sur Terre. Si la lecture de ce manuscrit de thèse s’effectue avec – je l’espère – aisance et en l’absence de trop nombreuses coquilles, le mérite en revient à ma maman qui a eu le courage de se plonger intégralement dans la Physique des objets compacts, souvent à l’aveugle, afin de démêler mes formulations les plus obscures.

Un passage spécial est bien sûr réservé à ma petite sœur Maëlys qui a jadis supporté ma tyrannie et qui ne semble pas se douter que l’admiration qu’elle dit me vouer est réciproque. Je te souhaite tout le meilleur pour ta prometteuse carrière en biologie et te souhaite également d’être aussi bien entourée que moi pour franchir toutes les étapes à venir, tu as et tu auras toujours mon soutien.

Je termine ces remerciements par ceux destinés à celle qui partage mes épreuves, mes moments de bonheur, et qui a certainement vécu au rythme de cette thèse – parfois plus intensément que moi –. Partenaire de la quasi totalité des concerts, même des plus extrêmes ; compagne des expéditions hawaiienne et norvégienne, capable de randonner dans les environnements les plus inhospitaliers de la planète pendant des jours si seulement l’arrivée « après le prochain virage » lui est constamment promise ; soutien indéfectible dans les périodes de doute ou lors des fous rires ; critique experte qui éclaire mes questionnements typographiques et chromatiques ; et finalement l’astre autour duquel je gravite. Merci pour tout Natacha DEBAR.



---

# Table des matières

---

Remerciements	ix
Constantes Physiques & Notations	xxv
Avant-propos	1
<b>1 Physique des trous noirs accrétants</b>	<b>5</b>
<b>1 Physique de l'accrétion dans les systèmes binaires</b>	<b>7</b>
1.1 Universalité des processus d'accrétion et d'éjection . . . . .	7
1.1.1 De la naissance à la mort des étoiles . . . . .	8
1.1.2 Efficacité d'accrétion . . . . .	9
1.1.3 Luminosité d'Eddington . . . . .	10
1.1.4 Formation d'un disque d'accrétion . . . . .	11
1.2 Accrétion en système binaire . . . . .	13
1.2.1 Approvisionnement du disque d'accrétion . . . . .	13
1.2.2 Rôle du champ magnétique . . . . .	15
1.3 Binaires X et microquasars . . . . .	17
1.3.1 Origine . . . . .	17
1.3.2 Microquasars . . . . .	18
1.3.3 Anatomie . . . . .	19
<b>2 Phase éruptive des microquasars</b>	<b>23</b>
2.1 Activité éruptive des microquasars . . . . .	23
2.1.1 Quiescence . . . . .	24
2.1.2 Sursaut . . . . .	25
2.1.3 Modèle d'instabilité du disque d'accrétion . . . . .	26
2.2 États spectraux . . . . .	28
2.2.1 État hard . . . . .	28
2.2.2 État soft . . . . .	29
2.2.3 État intermédiaire et hystérésis . . . . .	30
2.3 Corrélations multi-longueurs d'onde . . . . .	31
2.3.1 Corrélation universelle et outlier . . . . .	31
2.3.2 Plan fondamental des trous noirs accrétants . . . . .	33
2.3.3 Émission haute énergie des microquasars . . . . .	34

<b>3</b>	<b>Processus radiatifs à l'œuvre dans les binaires accrétantes</b>	<b>37</b>
3.1	Effets relativistes . . . . .	37
3.1.1	Effet Doppler relativiste . . . . .	38
3.1.2	Aberration de la lumière . . . . .	39
3.1.3	Luminosité apparente et boost relativiste . . . . .	40
3.2	Émission Synchrotron . . . . .	41
3.2.1	Pertes radiatives . . . . .	41
3.2.2	Spectre de l'émission synchrotron . . . . .	42
3.2.3	Absorption . . . . .	43
3.2.4	Rayonnement synchrotron d'un jet compact . . . . .	44
3.3	Émission Compton Inverse . . . . .	45
3.3.1	Régime Thomson . . . . .	46
3.3.2	Pertes radiatives d'un électron . . . . .	46
3.3.3	Spectre de l'émission Compton Inverse . . . . .	47
3.3.4	Catastrophe Compton . . . . .	48
<b>2</b>	<b>Instruments et méthodes d'analyse</b>	<b>51</b>
<b>4</b>	<b>Fermi Large Area Telescope</b>	<b>53</b>
4.1	Observation du ciel à haute énergie . . . . .	54
4.1.1	Méthodes d'observation . . . . .	54
4.1.2	Sources d'émission diffuse . . . . .	55
4.1.3	Sources de rayonnement à haute énergie . . . . .	58
4.2	Large Area Telescope . . . . .	60
4.2.1	Objectifs scientifiques . . . . .	60
4.2.2	Détection des photons par création de paires . . . . .	61
4.3	Composition du LAT . . . . .	62
4.3.1	Trajectographe . . . . .	62
4.3.2	Calorimètre . . . . .	63
4.3.3	Détecteur d'anti-coïncidences . . . . .	64
4.4	Performances du LAT . . . . .	65
4.4.1	Amélioration avec Pass 8 . . . . .	65
4.4.2	Résolution en énergie . . . . .	66
4.4.3	Surface effective . . . . .	67
4.4.4	Reconstruction de la direction incidente . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Analyse des données gamma de haute énergie du LAT</b>	<b>71</b>
5.1	Préparation à l'analyse . . . . .	72
5.1.1	Sélection des données . . . . .	72
5.1.2	Intervalles de temps utilisables . . . . .	74
5.1.3	Suppression de la contribution d'un pulsar . . . . .	74
5.1.4	Livetime cubes . . . . .	75
5.1.5	Carte d'exposition . . . . .	76
5.2	Modèle de sources . . . . .	77
5.2.1	Paramètres du modèle . . . . .	77
5.2.2	Carte des sources . . . . .	78

5.3	Analyse par maximum de vraisemblance . . . . .	79
5.3.1	Méthode unbinned likelihood . . . . .	80
5.3.2	Méthode binned likelihood . . . . .	81
5.3.3	Courbes de lumière . . . . .	82
5.4	Erreurs et significativité du modèle . . . . .	83
5.4.1	Erreurs systématiques . . . . .	83
5.4.2	Erreurs statistiques . . . . .	84
5.4.3	Significativité de détection . . . . .	84
5.4.4	Localisation et carte de TS . . . . .	85
5.4.5	Carte des résidus . . . . .	87
<b>6</b>	<b>Observations radio avec le Very Large Array</b>	<b>89</b>
6.1	Développement de la radioastronomie . . . . .	90
6.1.1	Premiers pas . . . . .	90
6.1.2	Interférométrie à synthèse d'ouverture . . . . .	91
6.1.3	Principales découvertes . . . . .	92
6.1.4	Radioastronomie moderne . . . . .	93
6.2	Very Large Array . . . . .	93
6.2.1	Construction et évolution . . . . .	94
6.2.2	Situation géographique . . . . .	94
6.2.3	Design . . . . .	95
6.2.4	Objectifs scientifiques . . . . .	96
6.3	Spécificités instrumentales du VLA . . . . .	97
6.3.1	Antennes . . . . .	97
6.3.2	Récepteurs . . . . .	98
6.3.3	Corrélateur . . . . .	99
6.4	Performances du VLA . . . . .	100
6.4.1	Interférences . . . . .	100
6.4.2	Sensibilité . . . . .	101
6.4.3	Résolution angulaire . . . . .	103
<b>7</b>	<b>Analyse des données radio interférométriques</b>	<b>105</b>
7.1	Principe de l'interférométrie . . . . .	106
7.1.1	Limitation des télescopes de type single-dish . . . . .	106
7.1.2	Réseau d'antennes . . . . .	107
7.1.3	Cohérence de l'onde et critères de van Cittert-Zernike . . . . .	107
7.2	Imagerie par synthèse d'ouverture . . . . .	109
7.2.1	Réponse d'un interféromètre . . . . .	110
7.2.2	Visibilités . . . . .	111
7.2.3	Formation de l'image . . . . .	112
7.3	Réduction des données radio . . . . .	113
7.3.1	Édition . . . . .	114
7.3.2	Calibration . . . . .	115
7.3.3	Imagerie . . . . .	118
7.3.4	Déconvolution . . . . .	120

<b>3</b>	<b>Émission haute énergie des binaires accrétantes</b>	<b>123</b>
<b>8</b>	<b>De la diversité des sources gamma dans la constellation du Cygne</b>	<b>125</b>
8.1	Contrepartie HE aux sursauts périodiques de SS Cyg . . . . .	126
8.1.1	Nova naine SS Cygni . . . . .	126
8.1.2	Analyse des données du LAT . . . . .	127
8.1.3	Contraintes sur la dimension de la zone d'émission . . . . .	129
8.1.4	Intensité du champ magnétique . . . . .	129
8.1.5	Émission HE par rayonnement Compton Inverse . . . . .	130
8.1.6	Distance entre la source UV et la population d'électrons . . . . .	131
8.1.7	Énergie maximale rayonnée . . . . .	132
8.2	Éruptions récurrentes de Cygnus X-3 . . . . .	132
8.2.1	Microquasar Cygnus X-3 . . . . .	132
8.2.2	Émission HE . . . . .	133
8.2.3	Sursaut de janvier 2016 . . . . .	135
<b>9</b>	<b>Observations HE de l'éruption stellaire de DG CVn</b>	<b>141</b>
9.1	Superflare dans le ciel radio transitoire . . . . .	142
9.1.1	DG Canum Venaticorum . . . . .	142
9.1.2	Éruption stellaire majeure en avril 2014 . . . . .	142
9.1.3	Émission HE des éruptions stellaires . . . . .	144
9.2	Observations à haute énergie avec <i>Fermi</i> /LAT . . . . .	145
9.2.1	Analyse des données . . . . .	145
9.2.2	Variabilité . . . . .	146
9.2.3	Éruption de novembre 2012 . . . . .	149
9.3	Origine de l'émission haute énergie . . . . .	152
9.3.1	Association avec DG CVn ? . . . . .	152
9.3.2	Comparaison avec les systèmes RS CVn . . . . .	153
9.3.3	Sursaut de noyau actif de galaxie . . . . .	157
<b>10</b>	<b>Émission HE de V404 Cygni durant son sursaut de 2015</b>	<b>159</b>
10.1	Réveil violent d'une LMXB . . . . .	160
10.1.1	V404 Cygni . . . . .	160
10.1.2	Éruptions de 2015 . . . . .	161
10.1.3	Motivations pour une analyse à haute énergie . . . . .	163
10.2	Observations et analyse des données . . . . .	164
10.2.1	Observations haute énergie avec <i>Fermi</i> /LAT . . . . .	164
10.2.2	Étude de la variabilité . . . . .	166
10.2.3	Carte de TS et localisation . . . . .	169
10.3	Discussion . . . . .	171
10.3.1	Probabilité de coïncidence temporelle et spatiale . . . . .	171
10.3.2	Comportement multi-longueurs d'onde . . . . .	173
10.3.3	Émission HE en provenance du jet ? . . . . .	174

<b>4</b>	<b>Couplage accrétion/éjection des microquasars</b>	<b>177</b>
<b>11</b>	<b>Instabilité du jet compact du microquasar V404 Cygni en quiescence</b>	<b>179</b>
11.1	Observations et réduction des données . . . . .	180
11.1.1	Planification du suivi multi-longueurs d’onde . . . . .	180
11.1.2	Coupure spectrale à haute énergie . . . . .	180
11.1.3	Observations radio avec le VLA . . . . .	182
11.1.4	Traitement des données radio . . . . .	183
11.2	Émission radio variable . . . . .	184
11.2.1	Densité de flux et polarisation . . . . .	184
11.2.2	Variabilité et corrélation avec les rayons X . . . . .	185
11.2.3	Variabilité spectrale . . . . .	186
11.3	Discussion des résultats . . . . .	188
11.3.1	Corrélation radio/rayons X . . . . .	188
11.3.2	Variabilité spectrale induite par scintillation . . . . .	188
11.3.3	Instabilité du jet compact . . . . .	189
<b>12</b>	<b>Transitions d’état à basse luminosité radio/X de GRS 1739–278</b>	<b>191</b>
12.1	Microquasar GRS 1739–278 . . . . .	192
12.1.1	Trou noir accrétant . . . . .	192
12.1.2	Campagne d’observations multi-longueurs d’onde . . . . .	194
12.1.3	Analyse des données radio/rayons X . . . . .	194
12.2	Émission en rayons X – Variabilité et états spectraux . . . . .	197
12.2.1	Sursaut de 2015 . . . . .	197
12.2.2	Sursaut de 2014 . . . . .	200
12.2.3	États spectraux . . . . .	201
12.3	Émission radio – corrélation avec les rayons X . . . . .	206
12.3.1	Variabilité . . . . .	206
12.3.2	Évolution spectrale . . . . .	209
12.3.3	Comportement radio au cours du cycle d’hystérésis . . . . .	211
12.3.4	Corrélation radio/rayons X . . . . .	214
12.4	Transitions d’état à faible luminosité . . . . .	217
12.4.1	Boost relativiste . . . . .	217
12.4.2	Variabilité de la luminosité de transition . . . . .	220
12.4.3	Éloignement du système ou influence de la viscosité . . . . .	221
	<b>Conclusion &amp; perspectives</b>	<b>227</b>
	<b>Appendices</b>	<b>233</b>
<b>A</b>	<b>Articles de recherche</b>	<b>235</b>
A.1	LAT observations of V404 Cyg in 2015 . . . . .	237
A.2	Transient gamma-ray flare near DG CVn . . . . .	245
A.3	Low luminosity transitions of GRS 1739–278 . . . . .	253
A.4	Low luminosity outburst of GRS 1739–278 . . . . .	255
A.5	X-ray and radio emission of V404 Cyg in quiescence . . . . .	257
A.6	INTEGRAL observations during the 2015 outburst of V404 Cyg . . . . .	269

A.7	First detection in gamma-rays of a young radio galaxy . . . . .	277
A.8	Increased gamma-ray emission from Cyg X-3 . . . . .	285
A.9	Detection of a gamma-ray flare from Cyg X-3 . . . . .	287

---

# Table des figures

---

1.1	Jets bipolaires de HH 212 . . . . .	8
1.2	Quasar M87 observé en radio . . . . .	9
1.3	Propriétés spectrales du disque d'accrétion . . . . .	11
1.4	Potentiel de Roche et accrétion par le point $L_1$ . . . . .	14
1.5	Vue d'artiste d'un microquasar . . . . .	19
1.6	Simulation de l'apparence d'un trou noir et de son disque d'accrétion . . . . .	21
2.1	Activité X durs de V404 Cygni lors de son sursaut en juin 2015 . . . . .	24
2.2	Courbe de lumière optique de SS Cygni . . . . .	25
2.3	Courbe d'équilibre thermique du disque d'accrétion . . . . .	27
2.4	Sursaut de 2002/2003 de GX 339–4 . . . . .	29
2.5	États spectraux d'un microquasar . . . . .	30
2.6	Corrélations radio/rayons X des microquasars . . . . .	32
2.7	Plan fondamental des trous noirs accrétants . . . . .	33
2.8	Détection de Cyg X–3 en rayons $\gamma$ . . . . .	36
3.1	Géométrie de l'effet Doppler relativiste . . . . .	38
3.2	Aberration relativiste de la lumière . . . . .	39
3.3	Émission synchrotron . . . . .	41
3.4	Focalisation relativiste du rayonnement synchrotron . . . . .	42
3.5	Spectre synchrotron d'un électron unique . . . . .	43
3.6	Spectre synchrotron d'un jet compact . . . . .	45
3.7	Spectre Compton Inverse . . . . .	48
4.1	Satellite <i>Fermi</i> . . . . .	54
4.2	Télescopes du réseau CTA . . . . .	55
4.3	Modèle d'émission $\gamma$ diffuse Galactique . . . . .	56
4.4	Éruption solaire vue à haute énergie . . . . .	57
4.5	Carte du ciel vu par <i>Fermi</i> /LAT après 5 ans d'opération . . . . .	58
4.6	Large Area Telescope . . . . .	62
4.7	Énergie déposée dans le calorimètre . . . . .	64
4.8	Sensibilité du LAT . . . . .	66
4.9	Résolution en énergie du LAT . . . . .	67
4.10	Surface effective du LAT . . . . .	68
4.11	Fonction d'étalement de point du LAT . . . . .	69
5.1	Schéma de la définition de l'angle zénithal . . . . .	73

5.2	Histogramme de pulsation de PSR J2032+4127 . . . . .	74
5.3	Exposition du LAT lors de l’observation de V404 Cyg . . . . .	76
5.4	Carte de coups prédits lors de l’analyse de V404 Cyg . . . . .	79
5.5	Résumé des processus d’analyse des données du LAT . . . . .	81
5.6	Erreurs systématiques liées à l’aire effective du LAT . . . . .	83
5.7	Carte de TS et localisation d’une source . . . . .	85
5.8	Comparaison des photons observés par rapport au modèle (DG CVn) . . . . .	86
5.9	Résidus de l’analyse de la région de DG CVn . . . . .	87
6.1	Antenne radio parabolique construite par G. Reber . . . . .	91
6.2	Very Large Array . . . . .	94
6.3	VLA en configuration D . . . . .	95
6.4	Diagramme de rayonnement d’une antenne du VLA . . . . .	97
6.5	Récepteurs du VLA . . . . .	98
6.6	RFI dans la bande C . . . . .	101
6.7	Sensibilité relative des radio télescopes . . . . .	102
6.8	Résolution du VLA en fonction de la fréquence . . . . .	104
7.1	Efficacité de réception des antennes paraboliques . . . . .	106
7.2	Ligne de base d’un interféromètre radio . . . . .	108
7.3	Échantillonnage du ciel par un interféromètre . . . . .	109
7.4	Réponses paires du corrélateur . . . . .	110
7.5	Réponses impaires du corrélateur . . . . .	111
7.6	Interférences radio dues à un radar . . . . .	115
7.7	Intérêt de la calibration . . . . .	116
7.8	Application des solutions de calibration . . . . .	119
7.9	PSF du Very Large Array . . . . .	120
8.1	LC optique de SS Cyg et sélection des périodes d’analyse . . . . .	126
8.2	Cartes de TS de SS Cyg sur les périodes de sursaut/quiescence . . . . .	127
8.3	Distance entre les composantes de SS Cyg . . . . .	131
8.4	LC de Cyg X–3 en rayons X durs . . . . .	134
8.5	Évolution à long terme du flux radio de Cyg X–3 . . . . .	136
8.6	Activité multi- $\lambda$ lors du sursaut de janvier 2016 de Cyg X–3 . . . . .	137
8.7	Périodogrammes de l’émission $\gamma$ de Cyg X–3 . . . . .	138
8.8	Courbe de lumière HE en avril 2016 . . . . .	139
9.1	Étoile binaire DG CVn . . . . .	142
9.2	Superflare radio et rayons X de DG CVn . . . . .	143
9.3	Carte de coups de la région de DG CVn . . . . .	145
9.4	Résidus $\gamma$ . . . . .	146
9.5	Courbe de lumière à long terme à la position de DG CVn . . . . .	147
9.6	Évolution du sursaut de novembre 2012 . . . . .	148
9.7	Aucune détection HE lors du superflare . . . . .	149
9.8	Cartes de TS résiduel quotidien lors du sursaut de 2012 . . . . .	150
9.9	Carte de TS et spectre de l’excès $\gamma$ . . . . .	151
9.10	Distribution des systèmes RS CVn/Algol étudiés . . . . .	153

9.11	TS en fonction du temps pour une sélection de systèmes binaires actifs – 1	154
9.12	TS en fonction du temps pour une sélection de systèmes binaires actifs – 2	155
9.13	Sources proches de la localisation du transitoire . . . . .	156
10.1	Courbe de lumière optique du sursaut de V404 Cyg en juin 2015 . . . . .	160
10.2	Anneaux de rayons X diffusés . . . . .	162
10.3	Carte d'émission $\gamma$ de la région de V404 Cyg . . . . .	164
10.4	Résidus $\gamma$ . . . . .	165
10.5	Activité optique, X et $\gamma$ de V404 Cyg à long terme . . . . .	166
10.6	Exposition du LAT sur la région de V404 Cyg en fonction du temps . . . . .	167
10.7	Courbes de lumière multi-longueurs d'onde du sursaut de V404 Cyg . . . . .	168
10.8	Aucune activité en provenance de B2023+336 . . . . .	169
10.9	Localisation de l'excès $\gamma$ . . . . .	170
10.10	Ciel $\gamma$ lors de la détection de l'excès proche de V404 Cyg . . . . .	172
10.11	Histogramme de l'écart à la moyenne du flux $\gamma$ sur tout le ciel . . . . .	173
10.12	Simulation de la luminosité $\gamma$ lors d'une éjection majeure . . . . .	175
11.1	Images radio de V404 Cyg avec le VLA . . . . .	181
11.2	Images en Stokes $I$ sur l'intégralité de l'observation . . . . .	183
11.3	LC radio de V404 Cyg – résolution temporelle de 10 et 5 min . . . . .	184
11.4	Corrélation entre les émissions rayons X et radio ? . . . . .	185
11.5	Spectre radio de V404 Cyg en quiescence . . . . .	186
11.6	Variabilité spectrale de V404 Cyg . . . . .	187
11.7	Corrélation $F_{\text{radio}}/F_X$ . . . . .	188
12.1	Évolution du flux de rayons X sur le long terme . . . . .	193
12.2	Données brutes radio . . . . .	195
12.3	Données nettoyées des interférences et signaux polluants . . . . .	196
12.4	Données radio calibrées . . . . .	197
12.5	Observations lors du sursaut de 2015 de GRS 1739–278 . . . . .	198
12.6	Luminosité du disque en fonction de la température interne . . . . .	199
12.7	Évolution des composantes PL et MCD durant le sursaut de 2015 . . . . .	200
12.8	Évolution des composantes PL et MCD durant le sursaut de 2014 . . . . .	201
12.9	Observations lors du sursaut de 2014 de GRS 1739–278 . . . . .	202
12.10	Hardness-Intensity Diagrams . . . . .	203
12.11	Évolution des composantes au cours des sursauts 2014 et 2015 . . . . .	204
12.12	Spectres <i>Swift</i> /XRT typiques en HS et SS de GRS 1739–278 . . . . .	205
12.13	Images radio de GRS 1739–278 (partie 1) . . . . .	207
12.14	Images radio de GRS 1739–278 (partie 2) . . . . .	208
12.15	Évolution du spectre radio de GRS 1739–278 . . . . .	209
12.16	Spectres radio de GRS 1739–278 pour chaque observation (partie 1) . . . . .	212
12.17	Spectres radio de GRS 1739–278 pour chaque observation (partie 2) . . . . .	213
12.18	Corrélation des flux radio et rayons X lors du sursaut de 2015 . . . . .	214
12.19	Corrélation des luminosités radio et rayons X pour une sélection de BHBs . . . . .	216
12.20	Facteurs d'amplification Doppler en fonction de la vitesse du jet . . . . .	218
12.21	Évolution des composantes PL et MCD durant les sursauts 2014/2015 . . . . .	220



---

# Constantes Physiques & Notations

---

## Constantes Physiques

Constante de Boltzmann .....	$k_B = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$
Constante de Planck .....	$h = 6.63 \times 10^{-27} \text{ erg s}$
Constante de Stefan-Boltzmann .....	$\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$
Constante universelle de gravitation .....	$G = 6.67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Electron volt .....	$\text{eV} = 1.60 \times 10^{-12} \text{ erg}$
Luminosité d'Eddington .....	$L_{\text{Edd}} = 1.2 \times 10^{38} (M_{\bullet}/M_{\odot}) \text{ erg s}^{-1}$
Luminosité solaire .....	$L_{\odot} = 3.9 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
Masse de l'électron .....	$m_e = 9.11 \times 10^{-28} \text{ g} (\equiv 511 \text{ keV})$
Masse du proton .....	$m_p = 1.67 \times 10^{-24} \text{ g}$
Masse du Soleil .....	$M_{\odot} = 1.99 \times 10^{33} \text{ g}$
Parsec .....	$1 \text{ pc} = 3.08 \times 10^{18} \text{ cm}$
Rayon équatorial de la Terre .....	$R_{\oplus} = 6.38 \times 10^8 \text{ cm}$
Rayon du Soleil .....	$R_{\odot} = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}$
Section efficace Thomson .....	$\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$
Unité astronomique .....	$1 \text{ a.u.} = 1.49 \times 10^{13} \text{ cm}$
Vitesse de la lumière dans le vide .....	$c = 2.99 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$

## Notations

AAVSO .....	American Association of Variable Star Observers
ACD .....	AntiCoincidences Detector
AGN .....	Active Galactic Nuclei
ASCII .....	American Standard Code for Information Interchange
BH .....	Black Hole
BHB .....	Black Hole Binary
BZ .....	Blandford-Znajek mechanism
CV .....	Cataclysmic Variable
DN .....	Dwarf Nova
FAVA .....	<i>Fermi</i> All-sky Variability Analysis
FITS .....	Flexible Image Transport System
FRB .....	Fast Radio Burst
GRB .....	Gamma-Ray Burst
GTI .....	Good Time Intervals
HID .....	Hardness-Intensity Diagram

HMXB	High-Mass X-ray Binary
HS	Hard State
IC	Compton Inverse
IR	Infrarouge
IRF	Instrumental Response Function
IS	Intermediate State
ISCO	Innermost Stable Circular Orbit
LC	Light Curve
LMXB	Low-Mass X-ray Binary
MAD	Magnetically-Arrested Disk
MCD	Multi-Color Disk
MET	Mission Elapsed Time
MJD	Modified Julian Days
PC	Photon Counting mode ( <i>Swift</i> /XRT)
PL	Power-Law
PLFD	Power-Law Fraction Diagram
PSD	Power Spectral Density
PSF	Point-Spread Function
RoI	Region Of Interest
SAA	South Atlantic Anomaly
SNR	SuperNova Remnant
SW	Spectral Window
SS	Soft State
TS	Test Statistic
UV	Ultraviolet
VLBI	Very Long Baseline Interferometry
WT	Windowed Timing mode ( <i>Swift</i> /XRT)
XRB	X-ray Binary

## Instruments et Missions

AGILE	Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero
AMI	Arcminute Microkelvin Imager
ASM	All Sky Monitor (RXTE)
ATCA	Australia Telescope Compact Array
BAT	Burst Alert Telescope ( <i>Swift</i> )
CGRO	Compton Gamma Ray Observatory
CTA	Cherenkov Telescope Array
EGRET	Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (CGRO)
GBM	Gamma-ray Burst Monitor ( <i>Fermi</i> )
GLAST	Gamma-ray Large Area Space Telescope
HESS	High Energy Stereoscopic System
IBIS	Imager on-Board the INTEGRAL Satellite
INTEGRAL	INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory
ISGRI	INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager (IBIS)
LAT	Large Area Telescope ( <i>Fermi</i> )

LOFAR .....	LOw-Frequency ARray
MAGIC .....	Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov
MAXI .....	Monitor of All-sky X-ray Image (ISS)
MERLIN .....	Multi-Element Radio Linked Interferometer Network
NenuFAR .....	New Extension in Nançay Upgrading LOFAR
NuSTAR .....	Nuclear Spectroscopic Telescope ARray
OVRO .....	Owens Valley Radio Observatory
PCA .....	Proportional Counter Array (RXTE)
RATAN .....	Radio Astronomical Telescope of the Academy of Sciences
RXTE .....	Rossi X-ray Timing Explorer
SKA .....	Square Kilometer Array
VERITAS .....	Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System
VLA .....	Very Large Array
VLBA .....	Very Long Baseline Array
WIDAR .....	Wideband Interferometer Digital ARchitecture
XRT .....	X-Ray Telescope ( <i>Swift</i> )



---

# Avant-propos

---

IL SUFFIT de lever les yeux, lors d'une nuit sans nuage, et préférentiellement loin des lumières artificielles des agglomérations, pour s'émerveiller de la majesté du ciel. Les étoiles, chacune parée d'une couleur qui lui est propre, semblent reposer avec quiétude sur une voûte céleste en apparence éternelle. Les astres se lèvent et se couchent au gré de l'incessant ballet de la rotation terrestre. Cette vision captivante fut notamment dépeinte à l'huile par Vincent Van Gogh (1853–1890) sur la toile *Nuit étoilée sur le Rhône* en 1888. L'impressionniste néerlandais y représente Arles dont les lumières à gaz se reflètent puissamment sur le fleuve. Les pâles étoiles constellent le ciel nocturne, telles des points brillants immuables, mais qui en aucun cas dominant l'éclairage urbain. Un an plus tard, alors dans une période d'instabilité mentale plus prononcée, l'artiste revisite son interprétation du firmament. Le tableau intitulé *La Nuit étoilée* (1889) contraste avec la version précédente. Cette fois-ci, le ciel est bouillonnant, les astres et les nébulosités spiralées éclipsent les lumières du village en contrebas. La sensation de chaos, de violence et d'agitation est très forte. Un sentiment de perpétuel changement prédomine, accentué par les ondulations fluides des touches de peinture.

Bien que cette représentation singulière semble étrangère à l'image statique que l'œil est capable de percevoir, elle est en revanche bien plus proche de la réalité des phénomènes physiques ayant lieu dans l'Univers. En effet, ce dernier est le siège de manifestations d'une intensité saisissante. Leur perception a bénéficié du développement de l'astronomie sondant les longueurs d'onde de l'intégralité du spectre électromagnétique. L'observation du ciel à haute énergie prend son essor dans les années 1960 avec notamment l'inauguration de l'astronomie  $\gamma$  grâce au satellite *Explorer-11* de la NASA. Lancé le 27 avril 1961, il observe 22 événements  $\gamma$  d'énergie supérieure à 50 MeV et mille fois plus de détections dues aux rayons cosmiques avant de connaître des avaries techniques qui ont eu pour conséquence la fin de la mission sept mois plus tard. L'astronomie en rayons X connut également des tournants majeurs à cette époque. Les travaux de Riccardo Giacconi conduisirent à la découverte de la première source de rayons X extrasolaire en 1962 : Scorpius X-1, première d'une longue série, qui comprend notamment Cygnus X-1 et Cygnus X-3, désignés plus tard comme des microquasars. Les instruments d'observation étaient alors embarqués sur des fusées-sondes avant que le premier satellite dédié à l'étude du ciel en rayons X, *Uhuru*, ne soit lancé le 12 décembre 1970. En parallèle, le développement accéléré de la radioastronomie après la seconde guerre mondiale permit, entre autres, de mesurer l'émission à basses fréquences des sources découvertes par R. Giacconi et son équipe dès les années 1970. La détection notable d'un sursaut radio géant en provenance de Cygnus X-3 en 1972 déclencha une campagne d'observations multi-longueurs d'onde exceptionnelle.

---

L'aspect changeant, transitoire, des phénomènes cosmiques s'illustre de nombreuses manières. L'une des plus saisissantes a trait à la physique des objets compacts. Ces corps sont formés suite à l'épuisement des réserves de matière stellaire disponible pour la fusion thermonucléaire. L'astre succombe à sa propre force gravitationnelle et s'effondre en une entité dense pouvant prendre la forme d'une naine blanche, d'une étoile à neutrons ou bien d'un trou noir selon la masse du progéniteur et de sa métallicité par exemple. Les étoiles évoluent majoritairement en couple dont le lien gravitationnel peut subsister au cataclysme de la supernova engendrée par le trépas d'un des compagnons. Un système binaire X se forme alors, composé de l'objet compact et de son étoile compagnon, pris dans une chorégraphie orbitale mouvementée. La matière de l'étoile compagnon est progressivement drainée par l'objet compact qui génère un champ gravitationnel intense dans un processus appelé l'accrétion. Des phénomènes d'éjections sont également associés à ces objets, soit par l'intermédiaire de vents intenses de plasma, soit par le biais de puissants jets relativistes collimatés. Ces objets sont aussi connus pour subir des sursauts transitoires imprévisibles au cours desquels la luminosité du système s'accroît brutalement de plusieurs ordres de grandeur.

Du fait de leur relative proximité et des échelles de temps caractéristique, appréciables entre quelques jours et quelques années, les binaires X représentent un environnement idéal pour l'étude du couplage entre les mécanismes d'accrétion et d'éjection. Ces phénomènes sont représentatifs d'une grande diversité d'objets dont les émissions s'échelonnent sur toute la gamme du spectre électromagnétique. En effet, les jeunes étoiles en formation sont également entourées d'un disque d'accrétion et libèrent le surplus de moment angulaire sous forme de jets bipolaires. Les noyaux actifs de galaxies, abritant des trous noirs de masse gigantesque pouvant atteindre plusieurs milliards de fois celle du Soleil, présentent quant à eux des jets s'étendant sur des distances de l'ordre de la centaine de parsecs. Le lien étroit entre le mécanisme d'accrétion dans les binaires X, tracé principalement par les rayons X produits par le disque d'accrétion et la couronne à la base des jets, et le mécanisme d'éjection, observé majoritairement en radio, a été mis en évidence par l'observation d'une corrélation marquée entre les luminosités à ces deux longueurs d'onde dans le courant des années 2000. La corrélation radio/rayons X entre les binaires X à trous noirs, dans un état spectral où se maintiennent des jets compacts, a par la suite été étendue aux quasars avec la prise en considération d'un facteur correctif suivant la masse de l'objet. Cette découverte renforce l'idée d'une universalité des processus d'accrétion et d'éjection, ainsi que d'une physique commune sous-jacente.

Alors que les observations se sont accumulées, il est devenu évident qu'une explication unique ne pourrait rendre compte de la diversité et de la complexité des comportements adoptés par les différents systèmes, voire parfois par les divers sursauts d'une même source. Certains systèmes comme H 1743–322 semblent présenter une luminosité radio plus faible (ou une luminosité plus prononcée en rayons X) que les sources dites *standard* au-delà d'un certain flux. Comprendre l'origine de cette dichotomie existant entre les binaires X à trous noirs est essentiel à l'esquisse d'une théorie complète. De nombreuses autres questions subsistent, pour lesquelles une liste non-exhaustive peut être dressée :

- Quelle est l'origine de la dichotomie entre les binaires X à trous noirs qualifiées de *standard* et *outlier* ?
- La corrélation radio/rayons X se maintient-elle dans les états de plus faible luminosité (i.e., présence d'un jet compact) ?

- 
- Quel mécanisme permet le lancement des jets et de quoi sont-ils composés ?
  - Quelle est la part d'énergie rayonnée, à quel degré les binaires X contribuent-elles à l'enrichissement du milieu interstellaire ?
  - Comment un sursaut se déclenche-t-il ?
  - Quels sont les paramètres physiques déterminant la fréquence, l'amplitude et la durée d'un sursaut ?

Bien que les environnements des microquasars présentent des sites d'accélération de particules, un seul système a été détecté à haute énergie avec certitude. En effet, ces particules peuvent interagir avec les champs de photons alentours et produire un rayonnement  $\gamma$  de haute énergie. Le satellite *Fermi*, lancé en 2008, a permis cette découverte. La surveillance quasi-continue de l'intégralité du ciel avec la caméra Large Area Telescope (LAT) à son bord depuis près de huit années a rendu possible la détection de diverses classes de sources (nébuleuses à vent de pulsar, novæ et microquasars).

- Existe-t-il d'autres microquasars capables de produire une émission  $\gamma$  significative ?
- ... d'autres types d'objets (variables cataclysmiques, étoiles binaires actives) ?
- Quelles sont les conditions requises pour qu'une binaire X émette un rayonnement  $\gamma$  de haute énergie ?
- Par quel mécanisme et quelle population de particules le rayonnement à haute énergie est-il émis ?
- Est-il envisageable de détecter cette émission dans la gamme d'énergie à laquelle les télescopes Cherenkov comme HESS ou CTA sont sensibles ?

Afin d'apporter des éléments de réponses à certaines de ces questions, mon travail de thèse s'est orienté autour de deux axes principaux liés aux phénomènes de couplage accrétion/éjection dans les binaires Galactiques : le rayonnement à haute énergie et les corrélations radio/rayons X, dans un contexte d'observations multi-longueurs d'onde.

Je présente en première partie la physique de l'accrétion/éjection et les caractéristiques relatives aux objets étudiés. Les questionnements évoqués précédemment y trouvent une résonance au fur et à mesure que les phénomènes observés et les modèles sont détaillés.

La deuxième partie est consacrée à la présentation des instruments d'observation qui ont fourni les mesures utilisées au cours de ces travaux : le satellite *Fermi*, plus particulièrement la caméra LAT embarquée, et le réseau de télescopes radio Very Large Array (VLA). Les méthodes de réduction et d'analyse des données y sont également décrites.

En tant que membre de la Collaboration *Fermi*/LAT, j'ai entrepris une recherche approfondie de l'émission  $\gamma$  à haute énergie des binaires que je présente en troisième partie. Cette étude s'est concentrée sur des sources déjà ou potentiellement identifiées comme émettrices de rayonnement  $\gamma$  telles les binaires X de grande masse Cygnus X-3 et Cygnus X-1. Les résultats concernant cette dernière sont encore préliminaires et discutés dans la section *Conclusion & perspectives*. J'ai notamment eu la chance de diriger l'étude à haute énergie du microquasar de faible masse V404 Cygni alors qu'il s'est brutalement réveillé en 2015 après 26 ans de quiescence. Ce travail a permis de sonder les propriétés d'une binaires X dans un état de luminosité extrême. De nombreux autres systèmes ont par ailleurs été investigués bien qu'ils ne soient pas systématiquement présentés dans ce manuscrit. Je détaille toutefois les études concernant une variable cataclysmique

---

SS Cygni ainsi qu'une étoile binaire active DG CVn suite à l'observation en rayons X et radio d'un *superflare* en avril 2014.

Enfin, la quatrième partie est centrée sur le rayonnement radio des microquasars et sur son lien étroit avec les émissions de rayons X. Je présente les observations de V404 Cygni réalisées avec le VLA en 2013 alors que la source se trouvait dans l'état quiescent. Malgré un report des observations avec le VLA causé par une interruption momentanée des opérations, un suivi simultané avec *NuSTAR* a été possible. Enfin, le dernier chapitre est consacré à la présentation des résultats d'une intense campagne d'observations que nous avons menée sur le microquasar GRS 1739–278 : 28 observations avec le VLA ont été effectuées sur une période d'environ cinq mois en 2015, conjointement avec des observations *Swift*/XRT pour caractériser la reprise d'activité de ce système.

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont fait l'objet de plusieurs articles de recherche acceptés ou en cours de soumission et d'un *Astronomer's Telegram* listés en annexe. J'ai également contribué à diverses études dont les publications sont reportées en annexe.

Partie **1**

Physique  
des trous noirs  
accrétants





---

# Physique de l'accrétion dans les systèmes binaires

---

---

<b>1.1</b>	<b>Universalité des processus d'accrétion et d'éjection . . . . .</b>	<b>7</b>
1.1.1	De la naissance à la mort des étoiles . . . . .	8
1.1.2	Efficacité d'accrétion . . . . .	9
1.1.3	Luminosité d'Eddington . . . . .	10
1.1.4	Formation d'un disque d'accrétion . . . . .	11
<b>1.2</b>	<b>Accrétion en système binaire . . . . .</b>	<b>13</b>
1.2.1	Approvisionnement du disque d'accrétion . . . . .	13
1.2.2	Rôle du champ magnétique . . . . .	15
<b>1.3</b>	<b>Binaires X et microquasars . . . . .</b>	<b>17</b>
1.3.1	Origine . . . . .	17
1.3.2	Microquasars . . . . .	18
1.3.3	Anatomie . . . . .	19

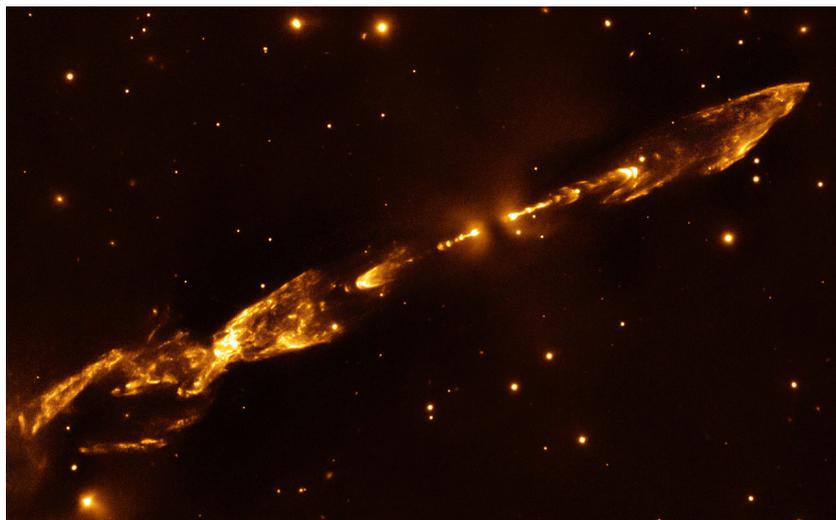
---

**L**ES SYSTÈMES binaires stellaires comprenant un objet compact font partie des objets les plus fascinants de l'Univers, présentant des environnements particulièrement denses et énergétiques. Leurs différentes composantes, liées entre elles, émettent dans toute la gamme du spectre électromagnétique et ne peuvent être appréhendées que par une approche multi-longueurs d'onde. De plus, leurs durées caractéristiques d'évolution sont appréciables sur des échelles temporelles humaines, faisant d'eux des laboratoires idéaux pour étudier la physique de l'accrétion et de l'éjection.

Rappelons en §1.1 que les aspects d'accrétion et d'éjection sont rencontrés dans une grande diversité d'objets. Leurs particularités en système binaire sont expliquées en §1.2 avant de présenter les sources qui sont principalement étudiées dans ce manuscrit (§1.3).

## 1.1 Universalité des processus d'accrétion et d'éjection

De nombreux systèmes dans l'Univers partagent certaines propriétés physiques. Peu de phénomènes peuvent cependant être étudiés sur une diversité d'objets dont l'échelle de masse s'étend sur plus de sept ordres de grandeur. Les observations indiquent que les processus d'accrétion et d'éjection sont « universels ». Ils peuvent en effet être présents dès les premiers stades de la vie des étoiles et après leur mort, sous la forme de trous noirs galactiques, les quasars, ou bien de trous noirs stellaires, les microquasars (§1.3.2).



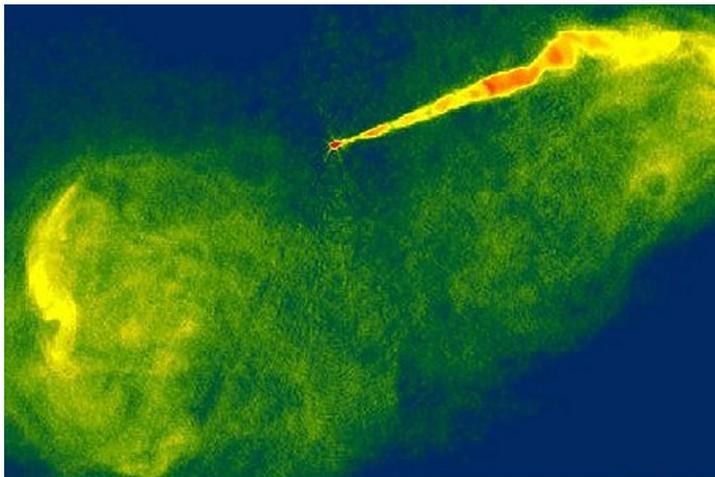
**Figure 1.1** – Jets bipolaires émis par l’objet Herbig-Haro HH 212 âgé de seulement quelques milliers d’années, dans la constellation d’Orion, observés en infrarouge. Alors que le gaz spirale de plus en plus vite en se condensant lors de la naissance d’une étoile, un disque d’accrétion se forme et des jets peuvent apparaître. Des ondes de chocs arquées sont aussi observables alors que le jet rencontre la poussière et le gaz interstellaire. **Crédits** : ESO/M. McCaughrean.

### 1.1.1 De la naissance à la mort des étoiles

La contraction gravitationnelle d’un nuage de gaz et de poussière (nébuleuse) donne naissance à un cœur proto-stellaire au sein duquel se forme une jeune étoile. Alors que la matière est attirée vers ce cœur, des phénomènes d’éjection bipolaire surgissent sous la forme de gaz éjecté à des vitesses supersoniques (de quelques centaines de  $\text{km s}^{-1}$ , fig. 1.1). Ces jets sont observés en radio, en optique et en millimétrique (e.g., [Snell et al. 1980](#)). Depuis leur découverte, ces phénomènes d’éjection ont été détectés en provenance de proto-étoiles de toutes masses et évoluant dans tous types d’environnement. Ils semblent donc être un ingrédient essentiel de la physique de formation stellaire, emportant une partie du moment cinétique du gaz afin d’assurer la stabilité de l’astre (revue de [Arce et al. 2007](#)).

Les étoiles de masse semblable à celle du Soleil terminent leur vie sous forme de naines blanches. Si elles étaient en système binaire, il serait possible que le couple subsiste à la transformation d’une de ses composantes et devienne une variable cataclysmique (notée CV, [Warner 2003](#)). Les CVs sont de très petite taille, de l’ordre de la distance Terre–Lune (par exemple, les composantes de SS Cyg, chap. 8, sont séparées de  $\sim 1.4 \times 10^{11}$  cm, [Giovannelli et al. 1983](#)). Lorsque les couches stellaires externes de l’étoile compagnon débordent du lobe de Roche (§1.2.1), de la matière est accrétée au sein d’un disque d’accrétion autour de la naine blanche avec des taux de l’ordre de  $10^{-11}$ – $10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  ([Patterson 1984](#)). Des phénomènes explosifs, connus sous le terme de novæ, peuvent se produire lors de dégagement d’énergie thermonucléaire généré par la fusion de matière accrétée en surface de la naine blanche. La caractérisation de ces sursauts d’activité a notamment permis le développement du modèle d’instabilité du disque ([Lasota 2001](#)).

À l’extrême opposé du spectre de masse, se trouvent les noyaux actifs de galaxies : AGNs pour Active Galactic Nuclei, ou encore quasars pour leur terminologie originelle.



**Figure 1.2** – M87 (ou Virgo A) est une galaxie elliptique géante éloignée de  $\sim 16$  Mpc. Le centre de l'AGN est le point brillant près du centre de l'image. Seul un des jets apparaît visible du fait de la focalisation relativiste (§3.1.2). Le jet est clairement résolu et les structures peuvent être dues à la précession du jet ou des instabilités magnéto-hydrodynamiques liées à son interaction avec le milieu ambiant. **Crédits** : VLA/NRAO/NSF.

Ils abritent des trous noirs dont les masses peuvent dépasser  $10^{10} M_{\odot}$ . Des jets sont régulièrement observés. Ils ont été détectés pour la première fois par Curtis (1918) et peuvent atteindre des échelles spatiales de l'ordre de plusieurs dizaines, voire des centaines de kpc. Ils sont alimentés par un disque d'accrétion dont le pic de luminosité est atteint dans le domaine UV (Lynden-Bell 1969). Malgré des distances relativement grandes, la dimension de ces jets permet de les résoudre comme cela est illustré en fig. 1.2 (Junor et al. 1999). Les similarités frappantes entre certaines binaires X et les AGNs (§2.3.2) ont conduit à identifier ces premières sous la dénomination de *microquasars* (§1.3.2) après l'observation de jets radio provenant de binaires stellaires accrétantes (Mirabel et al. 1992 ; Mirabel & Rodríguez 1994). Les jets des microquasars s'étendent sur des échelles de l'ordre du parsec alors que la masse de leur trou noir, dit de masse stellaire, est d'une dizaine de  $M_{\odot}$ . Les phénomènes observables issus des processus d'accrétion/éjection dans ces objets se produisent sur des durées nettement plus courtes que dans les AGNs, ce qui désigne les microquasars comme des entités idéales pour étudier la physique des jets et des disques d'accrétion (Mirabel & Rodríguez 1999).

### 1.1.2 Efficacité d'accrétion

Les systèmes astrophysiques présentés en §1.1.1 puisent leur énergie radiative dans leur réservoir d'énergie gravitationnelle par le mécanisme d'accrétion de matière. Considérons, pour la démonstration, une particule de masse  $m$  attirée vers un objet compact de masse  $M_{\bullet}$  et de rayon  $R_{\bullet}$ . L'énergie potentielle d'accrétion rayonnée à la surface de l'astre est (Longair 1994) :

$$\Delta E_{\text{acc}} = GM_{\bullet}m/R_{\bullet}. \quad (1.1)$$

La luminosité correspondante  $L_{\text{acc}} = d(\Delta E_{\text{acc}})/dt$  peut s'écrire en faisant apparaître l'efficacité d'accrétion  $\eta_{\text{acc}} = GM_{\bullet}/R_{\bullet}c^2$ , désignée comme le paramètre de compacité

d'un objet<sup>1</sup>, ainsi que le taux d'accrétion  $\dot{m} = dm/dt$  :

$$L_{\text{acc}} = \eta_{\text{acc}} \dot{m} c^2. \quad (1.2)$$

D'après les équations précédentes, l'efficacité de la conversion d'énergie dépend seulement de la compacité de l'astre considéré. Plus un astre est compact, plus  $\eta_{\text{acc}}$  est proche de 1 et plus la masse accrétée est convertie efficacement en énergie, sous forme de chaleur ou de rayonnement.

L'énergie libérée par accrétion gravitationnelle de matière est souvent comparée à l'efficacité de conversion énergétique d'une même masse  $m$  par fusion nucléaire. Longair (1994) considère le cas d'une étoile à neutrons de masse  $M_{\odot}$ , qui possède une surface bien définie de rayon  $R = 15$  km. L'efficacité de conversion d'énergie d'accrétion par une telle étoile à neutrons est alors  $\eta_{\text{acc}} \sim 0.1$ . Comparativement, l'efficacité de production d'énergie par la réaction de fusion nucléaire formant un atome d'hélium à partir d'atomes d'hydrogène est  $\eta_{\text{nuc}} \sim 7 \times 10^{-3}$ . L'accrétion sur une étoile à neutrons est donc d'au moins un ordre de grandeur plus efficace que la production d'énergie par fusion nucléaire. L'équation 1.2 indique que ce processus serait encore plus efficace dans le cas d'un trou noir, dont la compacité est  $\sim 1$ . Ces astres ne possèdent pas de surface « solide », il faudrait donc aussi considérer les pertes liées au passage direct de matière au-delà de l'horizon des événements.

### 1.1.3 Luminosité d'Eddington

L'accrétion de matière sur un objet compact représente un formidable réservoir d'énergie. Les luminosités mises en jeu (éq. 1.2) semblent pouvoir être arbitrairement élevées, pour peu que l'astre soit très compact ( $\eta_{\text{acc}} \sim 1$ ) et que le taux d'accrétion  $\dot{m}$  soit élevé. Il existe cependant une limite théorique pour ce régime d'émission, appelée limite d'Eddington. En effet, un champ de rayonnement exerce une pression sur la matière. Il se peut que l'accrétion soit si importante que la pression de rayonnement ainsi engendrée contre-balance la force de gravitation, limitant ainsi le taux d'accrétion  $\dot{m}$ , et donc la luminosité à un seuil de saturation connu sous le nom de luminosité d'Eddington  $L_{\text{Edd}}$ .

La matière accrétée est supposée ionisée, sous la forme d'un plasma. La pression de rayonnement provient de la diffusion Thomson des photons sur les électrons de ce plasma<sup>2</sup>. La force gravitationnelle subie par une paire<sup>3</sup> électron-proton (dont la masse est  $m_{\text{p}} + m_{\text{e}}$ ) du plasma à une distance  $r$  de l'objet compact de masse  $M_{\bullet}$  est :

$$F_{\text{grav}} = GM_{\bullet}(m_{\text{p}} + m_{\text{e}})r^{-2} \sim GM_{\bullet}m_{\text{p}}r^{-2}. \quad (1.3)$$

Chaque photon, dont le nombre maximum par unité de temps et de surface est équivalent à  $N_{\text{ph}} = L_{\text{Edd}}(4\pi r^2 h\nu)^{-1}$ , cède son impulsion  $p = h\nu/c$  à un électron avec une section efficace  $\sigma_{\text{T}}$  dans le régime Thomson, en produisant une force de rayonnement :

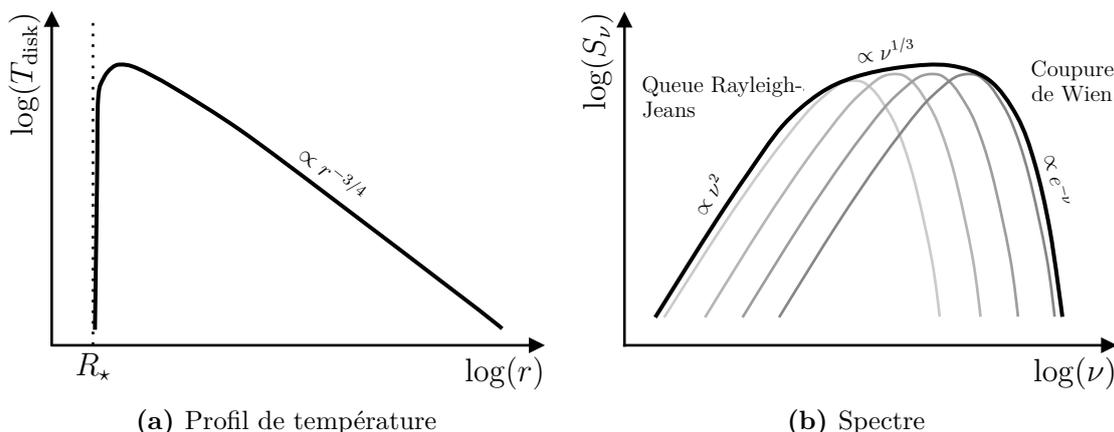
$$F_{\text{ray}} = \sigma_{\text{T}} N_{\text{ph}} p = \sigma_{\text{T}} L_{\text{Edd}}(4\pi r^2 c)^{-1}. \quad (1.4)$$

---

1. La compacité, aussi notée  $\Xi$ , définit le rapport entre le rayon de Schwarzschild d'un objet ( $2GM_{\bullet}/c^2$ ) et sa taille réelle.

2. La section efficace de diffusion Thomson  $\sigma_{\text{T}} \propto m^{-2}$ . Ainsi,  $\sigma_{\text{T}}$  est environ  $3 \times 10^6$  fois inférieure pour un proton que pour un électron. C'est la raison pour laquelle l'interaction du rayonnement avec les protons dans un plasma ionisé n'est généralement pas considérée.

3. Les électrons entraînent les protons par interaction électrostatique, d'où la prise en compte de la masse de la paire dans la force gravitationnelle.



**Figure 1.3** – La fig. 1.3a représente le profil de température d'un disque d'accrétion. La température est maximale à proximité de l'objet compact (de rayon  $\sim R_*$ ) jusqu'à un maximum de  $\sim 10^7$  K pour un trou noir de masse stellaire. La fig. 1.3b représente le spectre d'émission du disque et met en avant le modèle de corps noirs multi-température. À chaque rayon correspond une température et un spectre de corps noir en échelle de gris.

Lorsque la pression de rayonnement (éq. 1.4) compense la force gravitationnelle éq. 1.3, l'accrétion est freinée et la luminosité de l'objet est à son maximum :

$$\boxed{L_{\text{Edd}} = 4\pi GM_\bullet m_p c \sigma_T^{-1} = 1.2 \times 10^{38} (M_\bullet / M_\odot) \text{ erg s}^{-1}}. \quad (1.5)$$

Cette expression a été vérifiée par les observations aussi bien pour les AGNs (e.g., [Kollmeier et al. 2006](#)) que pour les microquasars (e.g., dans le cas de GRS 1915+105, [Done et al. 2004](#)). La limite d'Eddington peut légèrement différer de l'expression donnée en éq. 1.5 dans le cas où la géométrie de la source n'est pas parfaitement sphérique. Le taux limite d'accrétion de matière découle directement de l'équation 1.5 et s'exprime par  $\dot{m}_{\text{Edd}} = 4\pi GM_\bullet m_p (\varepsilon c \sigma_T)^{-1}$  avec  $\varepsilon$  la fraction de l'énergie gravitationnelle convertie en rayonnement. Le taux d'accrétion à la limite d'Eddington typique d'une binaire X est de l'ordre de  $\dot{m}_{\text{Edd}} \sim 3 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  ([Shakura & Sunyaev 1973](#)).

### 1.1.4 Formation d'un disque d'accrétion

Le facteur  $\varepsilon$  introduit précédemment (§1.1.3) peut adopter une valeur entre 0 et 1. En effet, il est possible que la matière tombe directement dans le puits de potentiel gravitationnel d'un trou noir et disparaisse au-delà de l'horizon des événements sans libérer son énergie. Cependant, les situations rencontrées en astrophysique suggèrent que la matière accrétée transporte un moment cinétique la contraignant à former un disque d'accrétion avant de tomber sur l'objet compact. Le gaz accrété au sein d'une binaire est à la vitesse tangentielle orbitale du système alors que celui accrété par un trou noir supermassif d'une galaxie active possède une vitesse de plusieurs centaines de  $\text{km s}^{-1}$  s'il provient des régions les plus externes.

Un nuage de gaz possédant un moment cinétique  $\mathbf{L}$  a tendance à s'aplatir en un disque. Ce comportement est largement observé dans l'Univers : depuis les anneaux planétaires jusqu'aux galaxies. Les collisions entre les particules de matière sont privilégiées

selon la direction de  $\mathbf{L}$  (i.e. orthogonale au plan du futur disque). Les vitesses initiales, alors opposées, sont réduites contrairement à la composante de vitesse orthogonale à  $\mathbf{L}$ . Dans le cas d'un disque d'accrétion de binaire X (§1.2.2), lorsqu'il devient suffisamment dense, la viscosité du fluide augmente la température du gaz et transfère le moment cinétique vers les parties externes. Le modèle couramment invoqué suppose un disque fin et optiquement épais qui permet le rayonnement d'une quantité maximale de chaleur en provenance de la surface du disque avant que la matière tombe dans le trou noir (Pringle & Rees 1972 ; Shakura & Sunyaev 1973). Celle-ci spirale dans le disque d'accrétion en devenant de plus en plus chaude jusqu'à franchir la dernière orbite stable (désignée aussi par l'acronyme ISCO pour Innermost Stable Circular Orbit, Misner et al. 1973) et l'horizon des évènements.

Suivant l'approche de Longair (1994), l'équilibre hydrostatique dans la direction  $\mathbf{z}$  orthogonale au plan du disque d'épaisseur  $H$  et de rayon  $r$ ,  $\partial_z p \sim -\rho GM_\bullet H r^{-3}$  (où  $p$  est la pression et  $\rho$  est la densité du gaz), doit être satisfait. En émettant l'hypothèse que  $\partial_z p \sim p/H$  et que les particules de gaz se déplacent à des vitesses képlériennes ( $v_k^2 \equiv GM_\bullet/r$ ), il est facile de montrer que  $H/r \sim c_s/v_k$ . Ainsi, la condition de disque mince ( $H \ll r$ ) est remplie si la vitesse de rotation dans le disque est beaucoup plus élevée que la vitesse du son  $c_s$  dans le milieu.

Afin que la matière accrétée, de viscosité dynamique  $\eta_{\text{visc}}$ , circule sur des orbites de plus en plus serrées dans le disque, un flux de moment cinétique doit être transporté via le couple  $\mathcal{C}$  de la force de frottement  $F_{\text{visc}}$ . La force surfacique de cisaillement exercée par le disque  $< r$  sur la partie  $> r$  s'exprime par  $F_{\text{visc}}/S = \eta_{\text{visc}} r d_r \Omega$ , où  $\Omega = v_k/r$  est la vitesse angulaire du fluide. Ainsi, le couple est

$$\mathcal{C} = 2\pi r^3 H \eta_{\text{visc}} d_r \Omega. \quad (1.6)$$

Le profil de température du disque (fig. 1.3a) peut être dérivé en considérant l'énergie générée, et supposée émise par un corps noir, par la résultante du couple (éq. 1.6) sur un anneau du disque d'accrétion :

$$T_{\text{disk}} \sim \left( \frac{3}{8\pi\sigma} \dot{m} \Omega^2 \right)^{1/4} \propto r^{-3/4}, \quad (1.7)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann. La température du disque ne dépend donc pas directement de la viscosité. Cette dernière est contenue dans le terme représentant le taux d'accrétion, une observable qu'il est possible de mesurer alors que les détails du transport de moment cinétique dans les disques d'accrétion nous échappent encore.

Par exemple, pour un trou noir de  $M_\bullet = 10M_\odot$ , dont le taux d'accrétion Eddington est  $\dot{m} \sim 2 \times 10^{19} \text{ g s}^{-1}$  (§1.1.3), la température de son disque d'accrétion à  $r = 10^9 \text{ cm}$  est  $T_{\text{disk}}(r) \sim 5 \times 10^5 \text{ K}$ . À tout rayon du disque correspond une température (dont les spectres sont représentés en échelle de gris en fig. 1.3b) qui dépend de l'énergie rayonnée par dissipation visqueuse. Elle augmente au fur et à mesure que  $r$  est proche de l'ISCO jusqu'à atteindre un maximum de l'ordre de  $10^7 \text{ K}$  (Shakura & Sunyaev 1973). Le spectre de disque mince peut être approximé comme un corps noir multi-températures (MCD pour Multi-Color Disk, fig. 1.3b, Mitsuda et al. 1984) dont la luminosité est :

$$L_{\text{disk}} \sim GM_\bullet \dot{m} / 2R_{\text{in}}, \quad (1.8)$$

où  $R_{\text{in}}$  est le rayon de la face la plus interne du disque d'accrétion.

## 1.2 Accrétion en système binaire

La section précédente §1.1 a été consacrée aux ingrédients fondamentaux de la physique de l'accrétion, valables pour une grande diversité d'objets. Nous nous attachons ici à préciser les mécanismes de l'accrétion propres aux systèmes binaires.

### 1.2.1 Approvisionnement du disque d'accrétion

L'approvisionnement de matière servant à alimenter le disque d'accrétion peut s'effectuer de deux manières au sein des systèmes binaires : par vents stellaires ou bien par débordement du lobe de Roche. En ce qui concerne les binaires X, la première caractérise principalement l'accrétion dans les systèmes de grande masse (i.e., dont la masse du compagnon est supérieure à  $\sim 3M_{\odot}$ , appelés HMXB pour High-Mass X-ray Binary) alors que la deuxième est plus typique des systèmes de faible masse (i.e., dont la masse du compagnon est inférieure à  $\sim 3M_{\odot}$ , appelés LMXB pour Low-Mass X-ray Binary).

#### Vents stellaires

Les étoiles sont à l'origine de vents d'autant plus puissants qu'elles sont massives et évoluées. Les individus les plus massifs, de classe O ou B ou de type Wolf-Rayet, peuvent perdre leur masse par vents à un taux pouvant atteindre  $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  à des vitesses de plusieurs milliers de  $\text{km s}^{-1}$  (Crowther 2007). Ces valeurs sont à comparer avec celles du Soleil, relativement calme, qui perd  $\sim 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  à des vitesses s'échelonnant de quelques dizaines à quelques centaines de  $\text{km s}^{-1}$ . Émis au sein d'un système binaire, ces vents sont susceptibles d'être accrétés par l'objet compact comme décrit par le modèle d'accrétion sphérique de Bondi-Hoyle-Lyttleton (Bondi & Hoyle 1944 ; Bondi 1952). Ce dernier considère une masse  $M_{\bullet}$  (l'objet compact) en mouvement à la vitesse  $v$  au sein d'un environnement de densité  $\rho$  accrétant la matière à un taux (Shima et al. 1985) :

$$\dot{m} = \frac{4\pi G^2 M_{\bullet}^2 \rho}{(c_s^2 + v^2)^{3/2}}. \quad (1.9)$$

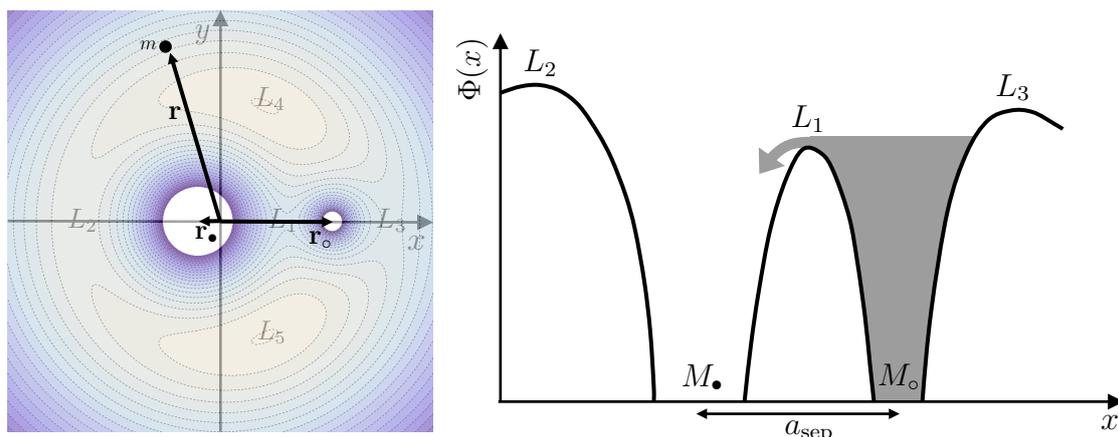
#### Débordement du lobe de Roche

Le deuxième mécanisme de transfert de matière en provenance d'une étoile pour remplir le disque d'accrétion est le débordement du lobe de Roche. Considérons, pour l'illustration, un système binaire composé d'un objet compact de masse  $M_{\bullet}$  et d'une étoile de masse  $M_{\odot}$ , repérés par les vecteurs  $\mathbf{r}_{\bullet}$  et  $\mathbf{r}_{\odot}$ , et une particule se déplaçant dans le champ gravitationnel généré par ces deux astres, repérée par  $\mathbf{r}$ . Dans le référentiel non-inertiel en co-rotation avec le système binaire, dont l'origine est le centre de masse, le potentiel de Roche peut s'écrire :

$$\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_{\bullet}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\bullet}|} - \frac{GM_{\odot}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\odot}|} - \frac{1}{2}(\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{r})^2, \quad (1.10)$$

4. Cette image provient d'une application Mathematica développée par I. El Mellah qui illustre les trajectoires possibles d'une particule-test en fonction du potentiel de Roche considéré et des paramètres de lancement depuis la surface de l'étoile.

Disponible sur <http://demonstrations.wolfram.com/TrajectoryOfATestMassInARochePotential/>.



**Figure 1.4** – Gauche : potentiel de Roche exercé par un système binaire composé d'un trou noir de masse  $M_\bullet$  et d'une étoile de masse  $M_\circ$  tel que  $M_\bullet = 5M_\circ$ . L'origine du repère correspond au centre de masse du système. Les points de Lagrange  $L_n$  y sont représentés. **Crédits** : Ileyk El Mellah<sup>4</sup>. Droite : potentiel de Roche selon une coupe dans l'axe des points  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_3$ . Le transfert de masse de l'étoile vers l'objet compact est illustré.

où  $|\omega| = [G(M_\bullet + M_\circ)a_{\text{sep}}^{-3}]^{1/2}$  est la vitesse angulaire de la binaire,  $a_{\text{sep}}$  est la séparation des composantes. Le potentiel exprimé en équation 1.10 tient compte seulement des forces gravitationnelles exercées par les deux astres et la force centrifuge subie par la particule-test. Il est supposé que les orbites soient circulaires et que les masses des objets puissent être considérées ponctuelles. Un traitement plus réaliste considèrerait également la pression de rayonnement et du vent stellaire dans le calcul de la forme du potentiel de Roche (e.g., [Dermine et al. 2009](#)).

Le potentiel de Roche est caractérisé par cinq points de Lagrange pour lesquels le gradient de  $\Phi(\mathbf{r})$  est nul (i.e., où la résultante des forces est nulle dans le référentiel en corotation avec le système binaire, fig. 1.4). Le point  $L_1$  est à l'intersection de deux surfaces équipotentielles de  $\Phi(\mathbf{r})$  et connecte ainsi les deux volumes d'influence gravitationnelle des astres : les lobes de Roche. Lorsque l'étoile du système remplit son lobe de Roche, la moindre perturbation repousse son enveloppe et transfère sa matière vers le lobe de Roche de l'objet compact via le point de Lagrange  $L_1$ .

La matière de l'étoile approvisionne le disque d'accrétion en un « point chaud » dont la détection est plus aisée dans le cas des variables cataclysmiques que dans le cas des binaires X. En effet, si la luminosité d'accrétion est contrôlée par la chute de matériel dans un puits de potentiel entre les hauteurs  $r_{\text{out}}$  et  $r_{\text{in}}$ , son expression est  $L \sim GM_\bullet \dot{m}(r_{\text{in}}^{-1} - r_{\text{out}}^{-1})$ . La luminosité totale d'accrétion est calculée en fixant  $r_{\text{out}}$  au rayon orbital et  $r_{\text{in}}$  au rayon de l'astre compact. Il est alors possible d'estimer qu'une fraction non négligeable de la luminosité d'accrétion d'une CV est produite par ce point chaud (dont la luminosité se calcule en considérant  $r_{\text{out}}$  comme le rayon orbital et  $r_{\text{in}}$  comme le rayon de circularisation<sup>5</sup>). En effet, le rayon d'une naine blanche équivaut typiquement à 10% de son rayon de circularisation. Dans le cas des binaires X, qui possèdent des

5. Le rayon de circularisation correspond à celui pour lequel la matière en rotation képlérienne autour de l'objet compact dans le disque d'accrétion a le même moment cinétique que celle quittant le point de Lagrange  $L_1$ .

rayons de circularisation bien supérieurs à celui de l'astre compact, la fraction d'énergie libérée est  $\sim 10^3$  fois inférieure. Les points chauds ne sont donc détectables autour d'un trou noir ou d'une étoile à neutrons que si le flux d'accrétion est extrêmement faible ; ou encore si le système subit des sursauts transitoires pour lesquels le taux d'accrétion par  $L_1$  est largement supérieur au taux d'accrétion (e.g., [Froning et al. 2011](#)).

### 1.2.2 Rôle du champ magnétique

Plusieurs raisons conduisent à penser que le champ magnétique joue un rôle important dans les disques d'accrétion. Notamment, le champ magnétique se révèle être essentiel pour expliquer la viscosité des disques d'accrétion. Celle-ci permet de transférer le moment cinétique vers l'extérieur et ainsi d'accréter la matière vers l'objet compact. Le champ magnétique peut extraire de l'énergie ainsi que du moment cinétique d'un trou noir en rotation (de Kerr) ; ou bien collimater les vents magnéto-hydrodynamiques du disque afin de déclencher la formation de jets.

### Turbulence dans le disque d'accrétion

Revenons tout d'abord sur un point abordé en §1.1.4 : l'élaboration d'un modèle de disque d'accrétion fin par [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#) fait intervenir un paramètre  $0 \leq \alpha \leq 1$ . Les auteurs proposent que la viscosité du disque soit produite par de la turbulence dans le gaz et puisse être exprimée comme  $\nu = \alpha c_s H$ . En utilisant les équations d'équilibre hydrostatique et de conservation du moment cinétique, il est possible de dériver les équations de structure du disque dépendant de ce paramètre  $\alpha$ . Cependant la provenance de la turbulence dans le disque d'accrétion reste inexpliquée par le modèle. La viscosité moléculaire est particulièrement inefficace dans le transport du moment cinétique (car elle met en jeu des échelles de temps largement supérieures aux temps caractéristiques d'évolution des disques astrophysiques observés, [Pringle 1981](#)).

[Balbus & Hawley \(1991\)](#) ont découvert une instabilité d'origine magnétique appelée Magneto-Rotational Instability (MRI) qui peut s'appliquer dans le cas du disque d'accrétion en permettant le transport du moment cinétique. De manière qualitative, en présence de champs magnétiques dans le disque, les lignes de champ agissent comme des ressorts. Les ressorts traduisent la tension magnétique qui connecte les différentes tranches fluides du disque entre elles. Le mouvement képlérien des particules dans le disque implique que leur vitesse est d'autant plus grande que ces particules se trouvent proches de l'objet compact et que deux anneaux voisins de matière ne sont pas animés par la même vitesse de rotation. L'anneau interne tend à être ralenti par la force de rappel magnétique et son moment cinétique se trouve réduit, le forçant ainsi à se déplacer vers une orbite plus basse. Inversement, l'anneau externe est tiré par cette force. Sa vitesse augmente, comme son moment cinétique, le forçant à se déplacer vers une orbite plus lointaine. La tension magnétique croît à mesure que ces éléments s'éloignent l'un de l'autre et le processus s'emballe en provoquant ainsi de la turbulence dans le disque.

### Formation de jets

Alors que les observations radio ont apporté de nombreuses preuves sur l'existence des jets dans les AGNs et les binaires X (e.g., [Fender 2010](#)), les conditions requises à

leur formation restent encore mal comprises. L'importante diversité de systèmes concernés indique que leur création et leur évolution sont probablement gouvernées par des ingrédients physiques communs. Les modèles de formation de jets invoquent donc un plasma accrétant, des champs magnétiques et l'extraction de l'énergie de rotation : soit du disque d'accrétion (Blandford & Payne 1982), soit du trou noir lui-même (Blandford & Znajek 1977). Les modèles invoqués sont assez complexes et une version très qualitative est présentée ci-dessous.

Les jets et les vents des disques d'accrétion, tels que ceux détectés lors des états mous des binaires X à trous noirs (§2.2.2, Ponti et al. 2012), peuvent être produits par l'interaction entre le disque d'accrétion et des champs magnétiques à grande échelle (Blandford & Payne 1982). Ce mécanisme, connu sous le nom de Blandford-Payne, explique l'éjection de matière du disque et son éventuelle collimation sous forme de jets bipolaires. Selon ce modèle, un champ magnétique poloïdal est ancré, ou gelé, dans un disque d'accrétion en rotation. Il a été démontré que, si les lignes de champ sont inclinées d'un angle supérieur à  $30^\circ$  par rapport à l'axe de rotation, il est énergétiquement plus favorable pour les particules de s'échapper du disque et de suivre les lignes de champ poloïdal<sup>6</sup>. Les lignes de champ tournent à vitesse angulaire supposée constante. Ainsi, plus les particules de gaz s'éloignent et plus elles subissent une accélération par l'augmentation de la force centrifuge, aussi appelée accélération magnéto-centrifuge. Les particules s'éloignent jusqu'au point où leur vitesse est proche de la vitesse d'Alfvén<sup>7</sup>. Les lignes de champ sont alors significativement déformées par les particules chargées et une composante de champ magnétique toroïdale apparaît. Cette composante est responsable de la collimation du plasma sous forme de jets dans la direction de l'axe de rotation. Ce processus peut donc extraire de l'énergie et du moment cinétique d'un disque d'accrétion.

Blandford & Znajek (1977) proposent un mécanisme selon lequel l'énergie de rotation d'un trou noir (de Kerr, avec un paramètre de spin  $a$ ) pourrait être extraite de manière efficace pour alimenter un jet. Un trou noir de Kerr est considéré immergé dans un champ magnétique  $B$  (magnétosphère) produit par les courants circulant dans le disque d'accrétion équatorial. Si suffisamment de charges, sous forme de paires  $e^+/e^-$  créées par l'interaction des photons issus des particules accélérées (chap. 3), se trouvent aux environs du trou noir de sorte que la condition *force-free*<sup>8</sup> soit vérifiée, alors les lignes de champ magnétique se déplacent de manière rigide, en co-rotation avec le trou noir. Les boucles de courant ainsi induites et passant par l'horizon du trou noir subissent les forces générées par le champ magnétique créé par l'environnement proche. Elles agissent comme un frein sur la rotation du trou noir, libérant son énergie. Le mécanisme de Blandford & Znajek (1977) prédit notamment le flux d'énergie électromagnétique ainsi développé. Dans une version simplifiée, Romero & Vila (2014) calculent la luminosité :

$$L_{\text{BZ}} \sim 10^{46} \left( \frac{B}{10^4 \text{ G}} \right)^2 \left( \frac{M_\bullet}{10^9 M_\odot} \right)^2 a^2, \quad (1.11)$$

---

6. L'image classique de ce phénomène est celle des « beads on a wire » : une bille traversée par un câble tournant autour d'un axe vertical remonte.

7. Les ondes d'Alfvén sont des ondes magnéto-hydrodynamiques formées par l'oscillation des ions et du champ magnétique dans un plasma. Leur vitesse de déplacement est  $v_A = B(4\pi n_i m_i)^{-1/2}$  où  $n_i$  et  $m_i$  représentent respectivement la densité d'ions et leur masse.

8. Lorsque la pression du plasma est très faible par rapport à la pression magnétique au point d'être ignorée, on parle de « force-free ». Toutes les forces, y compris l'inertie, sont négligées et la dynamique est déterminée par le champ magnétique.

correspondant à celle observée dans les AGNs. Pour un trou noir supermassif de  $10^9 M_\odot$ , la luminosité Eddington associée (éq. 1.5) est bien de l'ordre de  $10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ . [Massi & Kaufman Bernadó \(2008\)](#) ont montré que l'intensité du champ magnétique à l'ISCO pour un trou noir de masse stellaire de Kerr accrétant à  $\dot{m}_{\text{Edd}}$  devait être  $B_{\text{Kerr}} \leq 5 \times 10^8 \text{ G}$ . L'injection de ces valeurs dans l'éq. 1.11 implique une luminosité attribuée au processus Blandford-Znajek de l'ordre de  $L_{\text{BZ}} \sim 2.5 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ , très proche de  $L_{\text{Edd}}$ .

### 1.3 Binaires X et microquasars

Le terme binaire X (abrégé XRB pour X-ray Binary) désigne les systèmes binaires gravitationnellement liés qui rayonnent majoritairement dans la gamme des rayons X. Les objets étudiés dans ce manuscrit sont principalement des binaires à trous noirs (BH pour Black Hole) de masse dite *stellaire*, ou inférieure à quelques dizaines de  $M_\odot$ , comme cela a aussi été souligné en §1.1 et §1.2.

Ainsi je m'attache ici à décrire essentiellement les Black Hole X-ray Binaries (BHBs) composées d'un trou noir<sup>9</sup> et d'une étoile compagnon dont la matière est accrétée. Ces systèmes sont une vingtaine à avoir été identifiés de manière dynamique et plus d'une soixantaine sont classés « candidats trous noirs » (e.g., [Casares & Jonker 2014](#)). Comme cela a aussi été abordé en §1.2.1, je désigne par Low-Mass X-ray Binaries (LMXBs) les systèmes dont la masse du compagnon est inférieure à  $\sim 3 M_\odot$ , ce qui correspond à des étoiles de type spectral A, F ou plus tardif. Les autres systèmes sont des High-Mass X-ray Binaries (HMXBs).

#### 1.3.1 Origine

L'existence des BHBs a été postulée dès les années 1960 ([Zel'dovich & Novikov 1965](#)). Il fallut attendre encore quelques années avant que le premier candidat soit identifié : Cygnus X-1 ([Webster & Murdin 1972](#)). Une centaine de systèmes sont aujourd'hui connus dans la Voie Lactée, qui abrite une population considérable de trous noirs supposée être de  $10^8$ – $10^9$  BHs de masses stellaires (dont  $\sim 10^4$  BHBs, [Yungelson et al. 2006](#)) difficilement détectables sauf si ils sont en orbite avec une étoile compagnon ([Remillard & McClintock 2006](#)). Certains systèmes appartenant aux galaxies différentes de la Voie Lactée ont déjà été repérés : e.g., LMC X-1 & LMC X-3 dans le grand nuage de Magellan, et M31 ULX XMMU J004243.6+412519 dans la galaxie d'Andromède ([Nowak et al. 2001](#) ; [Middleton et al. 2013](#)).

Les binaires X, incluant également celles comprenant une étoile à neutrons, se comptent en centaines de systèmes connus (e.g., [Liu et al. 2006, 2007](#)) dont les origines sont supposées différer suivant les catégories HMXB et LMXB.

#### HMXB

Les HMXBs se forment à partir de deux étoiles de masses différentes. La plus massive évolue plus rapidement et finit sa vie après seulement quelques dizaines de millions d'années (au plus, [Verbunt & van den Heuvel 1995](#)). Avant d'exploser en supernova et

9. L'objet accrétant peut aussi être une étoile à neutrons ou bien une naine blanche (dans le cas des variables cataclysmiques).

de laisser un astre résiduel (étoile à neutrons ou trou noir), l'étoile passe par un stade de géante au cours duquel ses couches supérieures se perdent au profit de son compagnon (§1.2.1, van den Heuvel & Heise 1972). Il se peut que le couple survive au trépas explosif d'une des étoiles, en particulier si le transfert de masse précédant la supernova engendre une étoile compagnon plus massive que l'étoile en fin de vie. Du fait de leurs temps d'évolution relativement courts, de l'ordre de  $10^6$ – $10^7$  yr, les HMXBs représentent de bons traceurs de la formation d'étoiles.

## LMXB

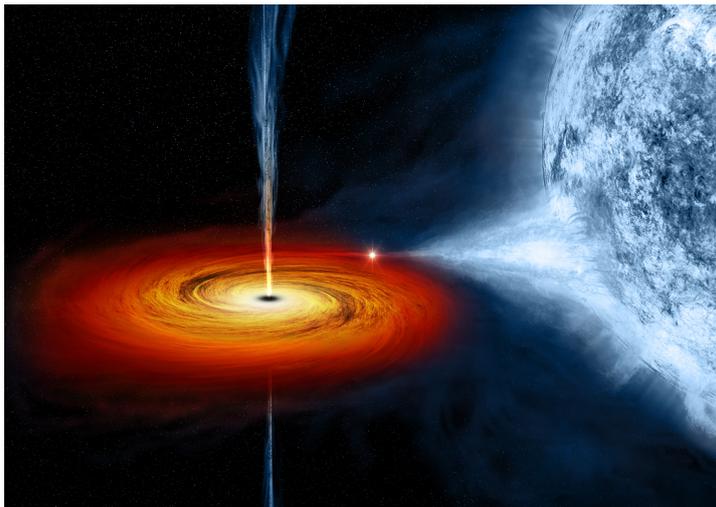
L'origine des LMXBs est bien moins claire et reste discutée dans la littérature scientifique. Le scénario généralement invoqué requiert une phase d'enveloppe commune (Kalogera & Webbink 1998 ; Tauris & van den Heuvel 2006). Une enveloppe commune est créée lorsque la séparation orbitale des composantes d'une binaire décroît rapidement, ou bien lorsque l'une des étoiles subit une phase d'expansion, lors de son évolution en géante par exemple. L'étoile donneuse transfère sa masse par le point  $L_1$  après avoir rempli son lobe de Roche (§1.2.1). L'orbite rétrécit et le transfert de masse augmente jusqu'à ce que l'étoile receveuse ne soit plus capable d'absorber la matière, formant ainsi une enveloppe commune. Ce scénario explique notamment la raison pour laquelle les orbites des LMXBs observées sont si petites.

Cependant, bien qu'il soit globalement accepté pour la formation de XRBs à étoiles à neutrons, le cas des BHBs pose problème. Des incertitudes subsistent quant à la survie à cette phase d'une binaire si celle-ci contient une étoile suffisamment massive pour former un BH, sans pour autant fusionner avec l'étoile compagnon (Podsiadlowski et al. 2003). Certains mécanismes proposés considèrent donc une formation des BHBs à partir de systèmes triples qui évitent la phase d'enveloppe commune (e.g., Naoz et al. 2016).

### 1.3.2 Microquasars

Parmi les différentes classes de XRBs, celle qui nous intéresse particulièrement ici regroupe les objets appelés les microquasars. L'invention du terme remonte au début des années 1990 alors que des jets bipolaires furent observés en provenance des BHBs telles que SS 433 ou 1E 1740.7–2942 (Mirabel et al. 1992). La mise en évidence de ce phénomène similaire à ceux des quasars (§1.1) conduisit à employer ce terme. Peu de temps après, des jets d'apparence super-luminique furent détectés pour la BHB GRS 1915+105, elle aussi qualifiée de microquasar (Mirabel & Rodríguez 1994).

Les microquasars, illustrés en fig. 1.5, regroupent donc les systèmes binaires de masse stellaire pour lesquels un objet compact accrete de la matière en provenance d'une étoile compagnon avec la présence de jets relativistes, transitoires ou persistants, dont l'activité est fortement couplée avec l'accrétion (chapitre 2). Les estimations des facteurs de Lorentz (§3.1.1) mis en jeu pour les systèmes contenant un BH seraient de l'ordre de  $2 < \gamma < 5$ , c'est-à-dire des vitesses moyennes de l'ordre de 90% de celle de la lumière (Fender & Kuulkers 2001). Ceux contenant des étoiles à neutrons peuvent aussi être à la source de jets (Migliari & Fender 2006). Le plus relativiste jamais observé provient justement d'un de ces systèmes : Circinus X–1 (Fender et al. 2004b), dont les jets atteindraient des facteurs  $\gamma \geq 22$  (Heinz et al. 2015).



**Figure 1.5** – Vue d’artiste d’un microquasar. Une étoile compagne perd sa masse par débordement du lobe de Roche par le point  $L_1$  de Lagrange. La matière se déverse dans un disque d’accrétion (rayonnant principalement en rayons X) au niveau d’un « point chaud », et spirale vers un objet compact dont la masse est comprise entre quelques  $M_\odot$  et quelques dizaines de  $M_\odot$ . Les microquasars sont caractérisés par l’émission de jets relativistes bipolaires. **Crédits** : NASA/CXC/M.Weiss.

Plusieurs dizaines de systèmes sont aujourd’hui identifiés (e.g., [Remillard & McClintock 2006](#) ; [Fender & Muñoz-Darias 2016](#)) et la table 1.1 liste les principaux objets directement étudiés ou évoqués dans ce manuscrit, avec leurs positions, les mesures de leurs distances et de leurs masses. Il est possible que toutes les XRBs puissent adopter un comportement de microquasar à un certain moment de leur vie ou lors de certaines phases. Leur identification ne peut évidemment être faite que si des observations opportunes sont effectuées.

### 1.3.3 Anatomie

#### Disque d’accrétion

Comme cela a été développé en §1.1.4, le potentiel gravitationnel des objets compacts au sein des XRBs attire une partie de la matière de l’étoile compagne, perdue par vents stellaires ou bien par débordement du lobe de Roche (§1.2.1). La conservation du moment cinétique du gaz forme un disque d’accrétion avant de tomber dans l’objet compact. Le gaz devient de plus en plus chaud au fur et à mesure qu’il se rapproche en spiralant de l’objet compact central et émet un rayonnement sous la forme de corps noir multi-températures (fig. 1.3b). Ceci est vrai jusqu’à ce que la matière atteigne une limite où il n’existe plus d’orbites stables pour des particules soumises à un champ gravitationnel extrême (l’ISCO dont le rayon est  $R_{\text{ISCO}} = 6R_g$ <sup>10</sup>, [Misner et al. 1973](#)). Dans le cas des trous noirs, un horizon des événements (de rayon  $R_{\text{EH}} = 2R_g = 2(GM_\bullet/c^2)$ ,  $\sim 30$  km pour un BH de Schwarzschild<sup>11</sup> de  $10 M_\odot$ ) délimite la surface entourant la singularité en

10.  $R_g = GM_\bullet/c^2$ .

11. Dans le cas d’un trou noir de Kerr extrême (i.e.  $a \sim 1$ ), les rayons de l’horizon des événements et de la dernière orbite stable sont égaux  $R_{\text{EH}} = R_{\text{ISCO}} = R_g$  avec la fréquence maximale associée

**Table 1.1** – Principaux microquasars évoqués dans ce manuscrit.

Nom	RA (J2000)	Dec. (J2000)	Type (CO)	Distance (kpc)	Masse <sup>a</sup> ( $M_{\odot}$ )
XTE J1118+480	11 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup> 10 <sup>s</sup> .80	+48°02'12".6 <sup>b</sup>	LMXB (BH)	1.7 ± 0.1 <sup>c</sup>	8.5 ± 0.6 <sup>c</sup>
Cir X-1	15 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> .85	-57°10'00".1 <sup>b</sup>	?MXB (NS) <sup>w</sup>	9.4 <sup>+0.8x</sup> <sub>-1.0</sub>	1.4-3
XTE J1550-564	15 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> 58 <sup>s</sup> .78	-56°28'35".0 <sup>d</sup>	LMXB (BH)	4.38 <sup>+0.58t</sup> <sub>-0.41</sub>	9.1 ± 0.6 <sup>t</sup>
GX 339-4	17 <sup>h</sup> 02 <sup>m</sup> 49 <sup>s</sup> .36	-48°47'22".8 <sup>b</sup>	LMXB (BH)	8 <sup>i</sup>	10 <sup>i</sup>
GRS 1739-278	17 <sup>h</sup> 42 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> .03	-27°44'52".7 <sup>d</sup>	LMXB (BH) <sup>e</sup>	6-8.5 <sup>f</sup>	?
H1743-322	17 <sup>h</sup> 46 <sup>m</sup> 15 <sup>s</sup> .61	-32°14'00".6 <sup>o</sup>	LMXB (BH) <sup>p</sup>	8.5 ± 0.8 <sup>q</sup>	13.3 ± 3.2 <sup>r</sup>
<i>Swift</i> J1753.5-0127	17 <sup>h</sup> 53 <sup>m</sup> 28 <sup>s</sup> .29	-01°27'06".2 <sup>d</sup>	LMXB (BH)	2.8-3.7 <sup>u</sup>	< 5 <sup>v</sup>
GRS 1915+105	19 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> 11 <sup>s</sup> .55	+10°56'44".8 <sup>d</sup>	LMXB (BH)	8.6 <sup>+2.0</sup> <sub>-1.6</sub>	12.4 <sup>+2.0s</sup> <sub>-1.8</sub>
Cyg X-1	19 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup> 21 <sup>s</sup> .68	+35°12'05".8 <sup>j</sup>	HMXB (BH)	1.86 ± 0.11 <sup>k</sup>	14.8 ± 1.0 <sup>l</sup>
V404 Cyg	20 <sup>h</sup> 24 <sup>m</sup> 03 <sup>s</sup> .83	+33°52'02".2 <sup>b</sup>	LMXB (BH)	2.39 ± 0.14 <sup>g</sup>	9 <sup>+0.2h</sup> <sub>-0.6</sub>
Cyg X-3	20 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 25 <sup>s</sup> .78	+40°57'27".9 <sup>b</sup>	HMXB (?)	7-9 <sup>m</sup>	2.4 <sup>+2.1n</sup> <sub>-1.1</sub>

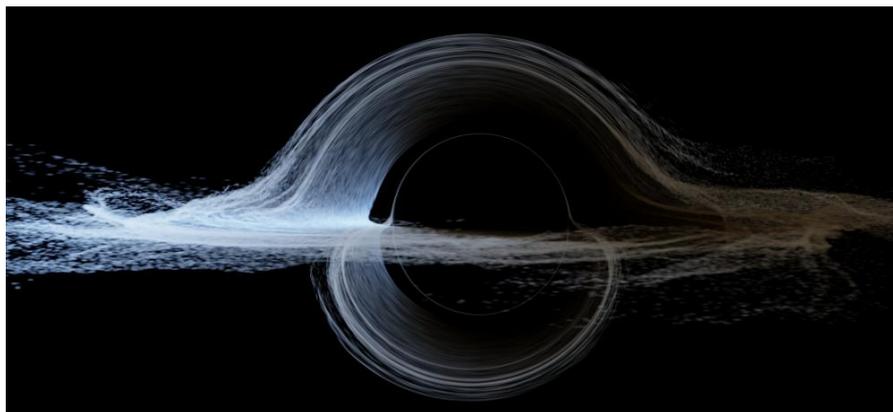
- <sup>a</sup> De l'objet compact.    <sup>b</sup> Cutri et al. (2003)    <sup>c</sup> Gelino et al. (2006)    <sup>w</sup> Tennant et al. (1986)  
<sup>x</sup> Heinz et al. (2015)    <sup>d</sup> Liu et al. (2007)    <sup>t</sup> Orosz et al. (2011a)    <sup>i</sup> Zdziarski et al. (2004)  
<sup>e</sup> Borozdin & Trudolyubov (2000)    <sup>f</sup> Greiner et al. (1996)  
<sup>o</sup> Steeghs et al. (2003)    <sup>p</sup> McClintock et al. (2009)    <sup>q</sup> Steiner et al. (2012)  
<sup>r</sup> Shaposhnikov & Titarchuk (2009)    <sup>u</sup> Froning et al. (2014)  
<sup>v</sup> Neustroev et al. (2014)    <sup>s</sup> Reid et al. (2014)    <sup>j</sup> van Leeuwen (2007)    <sup>k</sup> Reid et al. (2011)  
<sup>l</sup> Orosz et al. (2011b)    <sup>g</sup> Miller-Jones et al. (2009)    <sup>h</sup> Khargharia et al. (2010)  
<sup>m</sup> Ling et al. (2009)    <sup>n</sup> Zdziarski et al. (2013)

deçà de laquelle aucune information, pas même la lumière, ne peut parvenir à l'Univers extérieur. L'apparence d'un trou noir entouré d'un disque d'accrétion est illustrée en fig. 1.6, ayant servi à la réalisation du film *Interstellar*.

## Couronne

L'observation des trous noirs accrétants, aussi bien dans leur version supermassive, au centre des galaxies actives, que stellaire, révèle une composante de l'émission sous forme de rayonnement énergétique dont le spectre ne peut être assimilé à la composante thermique du disque d'accrétion (Sunyaev & Titarchuk 1980 ; White & Holt 1982). Cette composante est associée à la diffusion Compton Inverse (chap. 3) des photons émis par le disque d'accrétion par une couronne compacte de particules accélérées, produisant un spectre sous la forme d'une loi de puissance (e.g., Zdziarski 1999). Cette couronne de plasma se trouverait principalement là où la majeure partie de l'énergie d'accrétion est libérée, c'est-à-dire dans les régions les plus internes du flot d'accrétion. La température de cette couronne est de l'ordre de 100-300 keV (Merloni & Fabian 2001). Une réflexion de son rayonnement X peut être observée sur les parties les plus internes du disque d'accrétion (e.g., Dauser et al. 2014). Le motif spectral créé est sensiblement affecté par les effets relativistes dûs à la proximité de l'objet compact (Fabian et al. 1989). La géométrie ainsi que les propriétés physiques précises de cette entité sont cependant largement débattues (e.g., Fuerst et al. 2016, §A.4). La couronne est aussi liée aux

$$v_{\text{ISCO}} = 1615(M/10 M_{\odot})^{-1} \text{ Hz.}$$



**Figure 1.6** – Simulation de l'apparence du trou noir « Gargantua » et de son disque d'accrétion, distordu par les effets de lentille gravitationnelle, pour le film *Interstellar* réalisé par Christopher Nolan. L'image présentée ici provient de la publication associée à la sortie du film qui n'a pas été modifiée pour l'écran et les téléspectateurs. L'influence des effets relativistes (chapitre 3) sur la couleur perçue est modélisée : en bleu les zones se rapprochant de l'observateur et en rouge celles s'en éloignant. L'effet d'aberration relativiste de la lumière est aussi pris en compte. **Crédits** : James et al. (2015).

transitions d'états observées lors des sursauts des XRBs (chap. 2) et certains modèles suggèrent qu'elle représente également la base du jet relativiste (Merloni & Fabian 2002 ; Markoff et al. 2005).

## Jets

Les jets sont la principale caractéristique qui distingue les microquasars parmi les XRBs, révélés – essentiellement – par leur émission radio produite par le rayonnement synchrotron des électrons spiralant autour des lignes de champ magnétique. Ils sont présents sous différentes formes : jets compacts auto-absorbés (§3.2.4) et éjections discrètes. Leur interaction avec le milieu interstellaire peut aussi créer des lobes s'étendant sur des échelles spatiales relativement grandes (Corbel et al. 2002 ; Gallo et al. 2005b). À la différence des éjections discrètes, très peu de jets compacts en provenance des microquasars ont été résolus (e.g., Cyg X–1 et GRS 1915–105 en utilisant les techniques d'interférométrie radio à longue ligne de base, chapitre 6, Stirling et al. 2001 ; Dhawan et al. 2000 ; Fuchs et al. 2003). Ces jets sont très variables et fortement corrélés à l'activité en rayons X qui traduit – principalement – l'accrétion autour de l'objet compact (Corbel et al. 2000, 2003 ; Fender 2001 ; Fender et al. 2004a). Nous reviendrons longuement sur ces corrélations au chapitre 2.



---

# Phase éruptive des microquasars

---

---

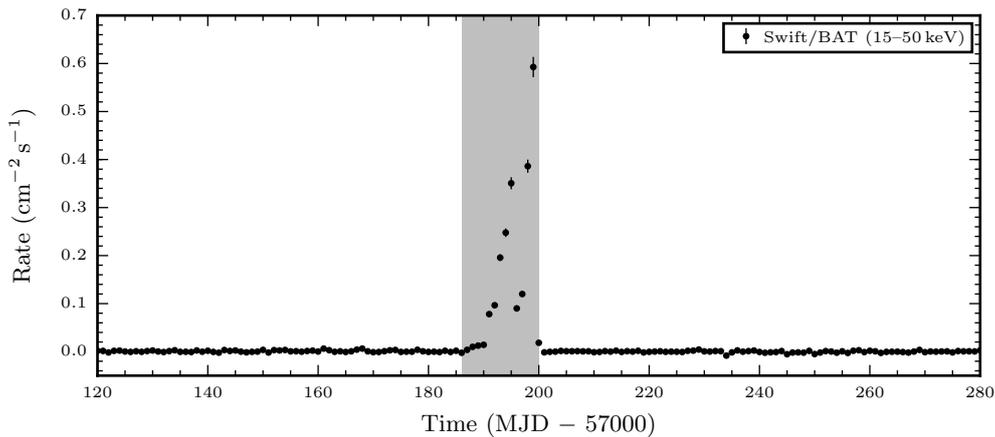
<b>2.1</b>	<b>Activité éruptive des microquasars</b>	<b>23</b>
2.1.1	Quiescence	24
2.1.2	Sursaut	25
2.1.3	Modèle d'instabilité du disque d'accrétion	26
<b>2.2</b>	<b>États spectraux</b>	<b>28</b>
2.2.1	État hard	28
2.2.2	État soft	29
2.2.3	État intermédiaire et hystérésis	30
<b>2.3</b>	<b>Corrélations multi-longueurs d'onde</b>	<b>31</b>
2.3.1	Corrélation universelle et outlier	31
2.3.2	Plan fondamental des trous noirs accrétants	33
2.3.3	Émission haute énergie des microquasars	34

---

LES MICROQUASARS, composés d'un trou noir ou d'une étoile à neutrons accrétant la matière d'une étoile compagne avec une formation de jet relativiste, sont des systèmes binaires qui présentent un fort couplage entre les mécanismes d'accrétion et d'éjection. Leur variabilité appréciable sur des échelles temporelles raisonnables fait d'eux d'excellents candidats pour tester la physique de l'accrétion/éjection dans les environnements extrêmes. Nous revenons sur cette variabilité en §2.1, où sont décrits les phases de faible et de forte activité ainsi que le modèle privilégié conduisant au développement d'une éruption. Au cours d'un sursaut, les BHBs présentent une succession d'états spectraux définis en §2.2. Enfin nous insistons en §2.3 sur la nécessité d'observer ces objets en multi-longueurs d'onde pour comprendre leur fonctionnement.

## 2.1 Activité éruptive des microquasars

Les trous noirs de masse stellaire en système binaire sont visibles sur une large plage de luminosités. En effet, leur évolution est couramment observée à travers différents modes d'accrétion, allant de l'état dit *quiescent* à une phase d'activité plus intense, appelée *sursaut* ou *éruption* par la suite (e.g., Fender & Gallo 2014). Le degré de variabilité sépare les BHBs entre celles dites transitoires et celles dites persistantes. La plupart des sources transitoires sont des LMXBs (§1.3.1) pour lesquelles le transfert de masse du compagne vers l'objet compact s'effectue par débordement du lobe de Roche.



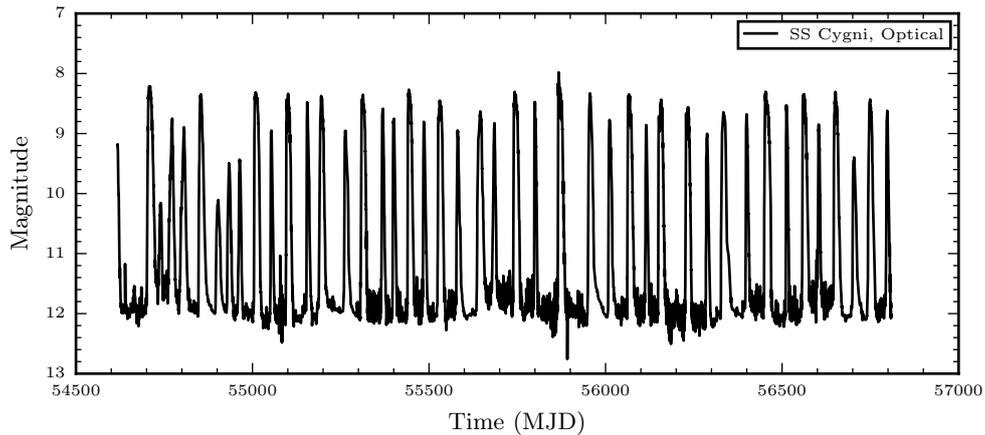
**Figure 2.1** – Comportement éruptif du microquasar V404 Cygni observé avec le Burst Alert Telescope (15–50 keV, [Krimm et al. 2013](#)) embarqué à bord du satellite *Swift*. Pendant une dizaine de jours, le trou noir accrétant a présenté des niveaux de luminosité exceptionnels focalisant ainsi l’intérêt des campagnes d’observations multi-longueurs d’onde. Ce sursaut est décrit plus longuement au chapitre 10.

### 2.1.1 Quiescence

Les trous noirs sont des objets finalement très communs dans l’Univers. Les galaxies semblent toutes abriter un individu supermassif en leur centre (e.g., [Marconi et al. 2004](#)). Une population de  $10^8$  à  $10^9$  trous noirs stellaires est estimée dans la Voie Lactée ([Shapiro & Teukolsky 1983](#)). Pourtant, seule une part infime de ces astres peut être sondée via des méthodes indirectes qui nécessitent toujours l’accrétion de matière autour de l’objet compact ([Fender et al. 2013](#)). La majorité des trous noirs galactiques ne présente pas de phases d’activité aussi intenses que celles des AGNs. Comprendre la physique de l’accrétion et de l’éjection dans l’environnement des trous noirs implique de caractériser leurs états de plus basses luminosités.

Les BHBs transitoires se trouvent le plus souvent dans un état de quiescence, où les taux d’accrétion et les niveaux de luminosité sont les plus bas : de l’ordre de  $10^{30-32}$  erg s $^{-1}$ , souvent indétectables. Cela correspond à une infime fraction de la luminosité limite d’Eddington (§1.1.3), jusqu’à  $\sim 10^{-9} L_{\text{Edd}}$  ([Garcia et al. 2001](#)). Pour cette raison, peu d’informations sont disponibles pour permettre de caractériser convenablement ces sources. La LMXB V404 Cygni contenant un trou noir accrétant est la source la plus brillante dans l’état quiescent, avec une luminosité moyenne aux alentours de  $\sim 10^{34}$  erg s $^{-1}$ . Son étude est plus approfondie au chapitre 11 qui décrit les résultats d’une campagne d’observations conjointes radio et rayons X lors de cette phase d’activité quiescente. Les observations réalisées par exemple sur XTE J1650–500 et V404 Cyg ([Tomsick et al. 2004](#) ; [Rana et al. 2016](#)), qui sont des sources relativement brillantes en quiescence, révèlent que cet état de faible luminosité possède des propriétés communes avec l’état hard, détaillé en §2.2.

Bien que la luminosité des BHBs puisse varier de plusieurs ordres de grandeur, de l’absence de détection aux luminosités Eddington, la définition de l’état quiescent n’est pas encore bien arrêtée. Une loi de puissance peut être ajustée aux spectres en rayons X (alors exprimés comme  $N(E) \propto E^{-\Gamma}$ , où  $\Gamma$  est l’indice de photons), traduisant ainsi l’émission



**Figure 2.2** – Courbe de lumière optique de la variable cataclysmique SS Cygni (de sous-classe : « nova naine », Bath & van Paradijs 1983). Les sursauts récurrents ont été identifiés avec une période d’environ 40 jours (Pickering 1896). **Crédits** : AAVSO (American Association of Variable Star Observers).

de la couronne (§1.3.3). Corbel et al. (2006) ; Yuan et al. (2007) ont montré que la fraction de luminosité d’Eddington en rayons X et l’indice de photons  $\Gamma$  sont anti-corrélés lorsque  $L_X < 10^{-2}L_{\text{Edd}}$  pour les sources XTE J1550–564 et XTE J1118+480 (table 1.1). En revanche, à plus haute luminosité,  $\Gamma$  semble corrélé avec  $L_X$  (e.g., fig. 4 de Kubota & Makishima 2004). Afin de tester la validité de cette corrélation à basse luminosité, Corbel et al. (2006, 2008) ; Plotkin et al. (2013) ont montré que pour  $L_X \leq 10^{-5}L_{\text{Edd}}$ , l’indice de photon se stabilise à  $\Gamma \sim 2$  pour les sources V404 Cygni, H 1743–322, MAXI J1659–152 et XTE J1752–223 et proposent donc le seuil  $10^{-5}L_{\text{Edd}}$  comme indicatif de l’entrée dans l’état quiescent.

Contraindre cet état nécessite donc d’observer les BHBs à des niveaux de luminosité extrêmement faibles (e.g., XTE J1118+480 à  $L_X \sim 10^{-8.5}L_{\text{Edd}}$ , Gallo et al. 2014 ; Plotkin et al. 2015). La présence des jets compacts (§1.3.3) est aussi incertaine à ces faibles niveaux d’accrétion. Certaines études révèlent qu’une fraction significative des BHBs n’émet pas de rayonnement radio détectable en quiescence (Miller-Jones et al. 2011). L’observation du rayonnement synchrotron en provenance de certaines BHBs renforce l’idée que des jets compacts puissent toujours être présents dans cet état (e.g., pour V404 Cyg, A 0620–00 et XTE J1118+480, Rana et al. 2016 ; Gallo et al. 2006, 2014). Enfin, si ces jets persistent, sont-ils toujours corrélés avec l’émission en rayons X comme cela est établi pour l’état *hard* (§2.2.1, §2.3.1) ?

### 2.1.2 Sursaut

Les sursauts des BHBs sont régulièrement observés. Ils sont très souvent à l’origine de la découverte de ces objets de par l’augmentation drastique de leur luminosité (fig. 2.1). Le passage de l’état quiescent (§2.1.1) à celui éruptif n’est pas encore totalement compris. Les modèles semblent pour le moins indiquer que les sursauts sont déclenchés suite à des instabilités thermiques et visqueuses, développées dans le disque d’accrétion. Ces instabilités sont responsables d’une augmentation brutale du taux d’accrétion sur le BH (Meyer & Meyer-Hofmeister 1981 ; Cannizzo et al. 1995 ; Lasota 2001). Ce modèle d’instabilité

a originellement été utilisé pour décrire les sursauts des variables cataclysmiques, comme illustré en fig. 2.2, (Osaki 1974).

Certaines sources ne semblent cependant pas subir ces sursauts épisodiques. Les BHBs transitoires, principalement les LMXBs, évoluent la plupart du temps dans l'état de quiescence, accréant la matière à des taux moyens de l'ordre<sup>1</sup> de  $10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . La durée de leurs sursauts, pendant lesquels  $\dot{m}$  peut augmenter de 5 ordres de grandeur, est de l'ordre du mois. Les sources persistantes quant à elles, accréent avec un taux de l'ordre de  $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  pendant des années. Les HMXBs, sont connues pour être quasi-continûment dans un état de sursaut brillant. La matière est accréée en provenance d'une étoile massive qui perd sa masse par vents stellaires (§1.2.1). Ces vents possèdent des rayons de circularisation relativement restreints, induisant un disque d'accrétion en permanence ionisé (§2.1.3). Certaines LMXBs sont aussi capables de se maintenir dans un état brillant pendant des années (le cas typique étant celui de GRS 1915+105 ou celui de *Swift* J1753.5–0127, e.g., Rodriguez et al. 2008 ; Deegan et al. 2009).

### 2.1.3 Modèle d'instabilité du disque d'accrétion

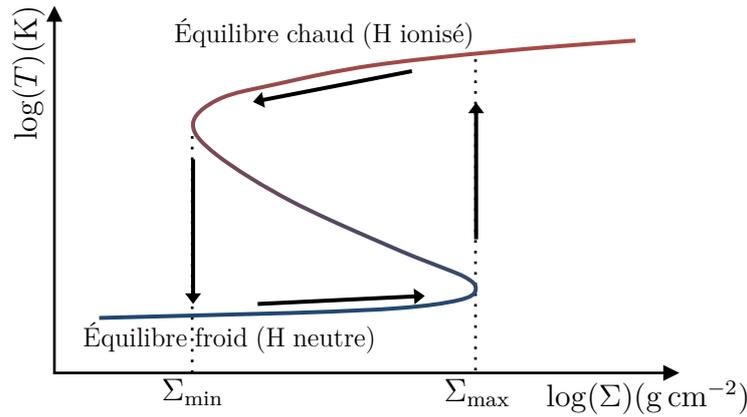
Le modèle employé afin d'expliquer le mécanisme de sursaut dans les XRBs est le modèle d'instabilité du disque (ou DIM pour Disk-Instability Model, Osaki 1974 ; Meyer & Meyer-Hofmeister 1981 ; Lasota 2001). Il se base sur celui développé à l'origine pour expliquer les éruptions des CVs (fig. 2.2). Le transfert de masse, par vents ou débordement du lobe de Roche en provenance de l'étoile compagnon, approvisionne le disque d'accrétion dont la température augmente. L'augmentation de la température au niveau de l'anneau externe du disque d'accrétion peut entraîner l'ionisation de l'hydrogène (à  $\sim 5000$  K). À terme, cela peut engendrer un cycle limite de l'instabilité thermo-visqueuse.

L'instabilité due à l'ionisation de l'hydrogène opère généralement dans les régions externes du disque d'accrétion, où les températures sont de l'ordre de quelques dizaines de milliers de kelvins ( $\sim 10^{3.5} - 10^4$  K). À ces températures, l'hydrogène est partiellement ionisé et modifie les conditions radiatives du plasma comme l'opacité (qui, dans la limite chaude<sup>2</sup> varie comme  $\tau = 1.5 \times 10^{20} \rho T^{-2.5}$  et dans la limite froide  $\tau = 10^{-36} \rho^{1/3} T^{10}$ , où  $\rho$  et  $T$  sont la densité et la température du disque, Faulkner et al. 1983). Ceci conduit au développement d'une instabilité thermique et un cycle d'hystérésis (Pringle 1981). En effet, l'opacité augmente avec l'ionisation de l'hydrogène et par conséquent le chauffage par frottements visqueux est plus rapide que les pertes radiatives. La température du disque augmente d'autant plus et ce processus s'emballe, causant ainsi l'instabilité. Inversement, en partant d'un disque dans lequel l'hydrogène est totalement ionisé, la recombinaison des ions provoque une chute de l'opacité et le taux de refroidissement devient plus rapide que le chauffage par frottements.

L'équilibre thermique du flot d'accrétion dans le disque d'accrétion est caractérisé par une relation entre la densité surfacique  $\Sigma \sim \int \rho(z) dz$  et la température  $T$  sous forme d'une courbe en « S » dans le plan  $\Sigma$ - $T$  (fig. 2.3, e.g., Latter & Papaloizou 2012). La température augmente progressivement alors que le disque se construit et que  $\Sigma$  augmente, l'hydrogène est principalement neutre (partie « froide » en équilibre stable). En

1. En considérant par exemple qu'une source en quiescence émet à  $10^{-5} L_{\text{Edd}}$ , l'équation 1.5 permet d'estimer le taux d'accrétion  $\dot{m}$  correspondant.

2. Le pic d'opacité est donc obtenu pour  $T \sim 3.1 \times 10^4 \rho^{4/75}$  K. Ces approximations sont valables pour  $5 \times 10^3 \text{ K} \leq T \leq 3 \times 10^4 \text{ K}$ .



**Figure 2.3** – Relation entre la température  $T$  et la densité surfacique  $\Sigma$  pour un anneau de disque d'accrétion. Deux branches d'équilibre stable « froide » et « chaude » existent. Le passage de l'une à l'autre se fait de façon hystérétique du fait de l'instabilité thermo-visqueuse. La branche instable (au milieu) se situe aux alentours de la température d'ionisation de l'hydrogène ( $\sim 5000$  K). Figure inspirée de [Latter & Papaloizou \(2012\)](#).

atteignant la densité critique  $\Sigma_{\max}$ , le gaz est suffisamment ionisé pour que l'instabilité thermique se déclenche (décrite précédemment) et le disque passe directement vers l'état d'équilibre stable « chaud » avec une augmentation brutale de la température (flèche verticale vers le haut de la fig. 2.3). L'élévation de la température ainsi que du degré d'ionisation de l'hydrogène entraîne une augmentation locale du taux d'accrétion qui se propage dans le disque (ce processus peut par exemple être expliqué par l'instabilité MRI décrite en chap. 1 si les lignes de champ magnétique sont gelées dans le disque, [Balbus & Hawley 1991](#)). Cette onde de chauffage cause une précipitation de la matière vers l'objet compact et le sursaut en rayons X. L'anneau du disque se vide donc et la température diminue jusqu'à ce que le gaz atteigne la densité  $\Sigma_{\min}$  pour laquelle l'instabilité thermique inverse se déclenche. L'irradiation en provenance des régions internes freine le processus en maintenant les régions externes à des températures supérieures à celle de recombinaison de l'hydrogène. La diminution de l'irradiation est liée à la diminution du taux d'accrétion qui s'effectue sur des échelles de temps visqueuses plus longues que les échelles thermiques (propagation de l'onde de refroidissement). Ceci permet d'obtenir des décroissances de sursaut exponentielles, plus longues, conformes aux observations ([Dubus et al. 2001](#)). Le disque revient alors à l'état d'équilibre stable « froid ».

Le DIM, décrit ici de manière succincte, est à la base de modèles plus avancés qui ont rencontré de nombreux succès dans la reproduction des comportements observés des BHBS ([Lasota 2001](#) ; [Maccarone 2014](#)) Ce modèle prédit, entre autres, l'existence d'un taux critique de transfert de masse par accrétion qui dépend de la taille du disque d'accrétion ([Lasota et al. 2008](#)). En dessous de ce taux, les disques seraient instables. Les tests visant à identifier la nature de la dichotomie entre systèmes persistants et transitoires, mise en évidence dans un diagramme ( $P_{\text{orb}}$ ,  $\dot{m}$ ), semblent supporter cette théorie ([van Paradijs 1996](#) ; [Coriat et al. 2012](#) ; [Tetarenko et al. 2016](#)). Ensuite, la prédiction de [King & Ritter \(1998\)](#) sur la corrélation du pic de luminosité avec la taille du disque d'accrétion semble elle aussi pouvoir être expliquée par le DIM (e.g., [Tetarenko et al. 2016](#)).

## 2.2 États spectraux

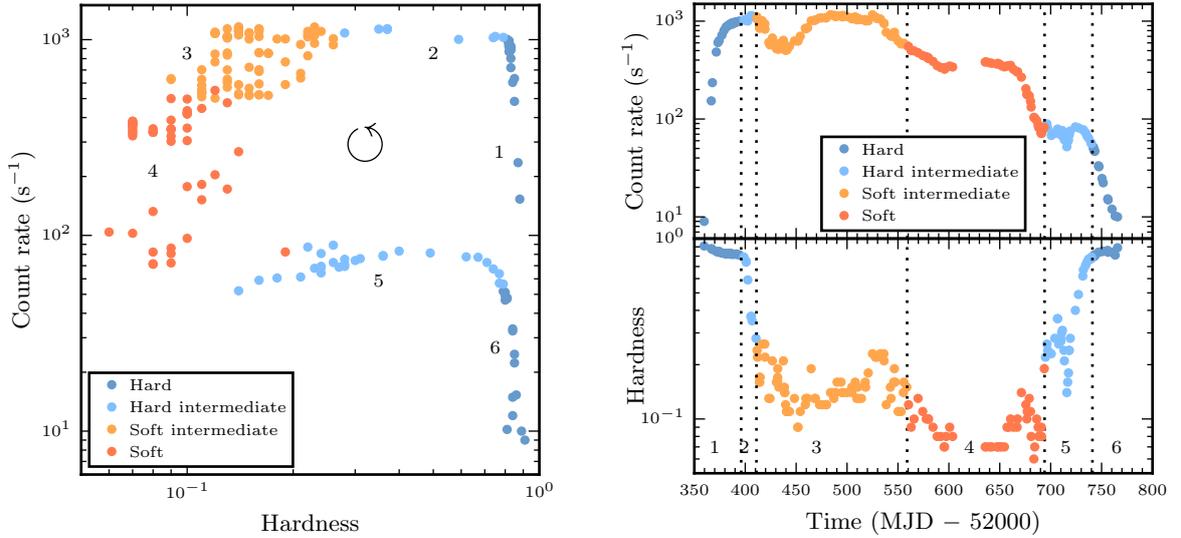
Depuis les premières observations de transitions entre états d'accrétion (pour lesquelles un changement spectral fut détecté pour le microquasar Cyg X-1, [Tananbaum et al. 1972](#)), il est aujourd'hui établi que les BHBs exhibent différentes propriétés spectrales au cours de leurs sursauts (e.g., [McClintock & Remillard 2006](#) ; [Belloni 2010](#)). Ces états spectraux se décomposent en deux principaux : l'état *soft* (SS pour Soft State) et l'état *hard* (HS pour Hard State).

La BHB transitoire GX 339-4 est un des systèmes les plus étudiés et est devenue la référence en matière d'évolution spectrale au cours de l'éruption. La description des différentes phases affichées par les trous noirs stellaires au cours de leurs éruptions est illustrée par la figure 2.4 qui regroupe des données de [Belloni et al. \(2005\)](#). La fig. 2.4a indique l'évolution du taux de comptage du Proportional Counter Array (PCA) à bord du satellite RXTE lors du sursaut de 2002/2003 de GX 339-4 en fonction du rapport de dureté (ou *hardness*). Ce diagramme est connu comme le Hardness-Intensity Diagram (HID) dont la forme est similaire à la majorité des BHBs en éruption (e.g., [Maccarone & Coppi 2003](#)).

Deux modèles de flot d'accrétion stables sont généralement employés pour décrire les spectres observés des BHBs. Le corps noir multi-températures (§1.1.4) est observé à basse énergie, typiquement inférieure à quelques keV, et est attribué à l'émission d'un disque d'accrétion optiquement épais et géométriquement fin ([Shakura & Sunyaev 1973](#) ; [Mitsuda et al. 1984](#)). À plus haute énergie, un flot d'accrétion central optiquement fin et géométriquement épais, au sein de la couronne (§1.3.3), génère une composante non-thermique sous forme de loi de puissance. Les électrons contenus dans le flot diffusent les photons du disque par effet Compton Inverse (§3.3) en produisant un spectre s'étendant vers les plus hautes énergies ([Thorne & Price 1975](#)). Cette couronne pourrait aussi être liée à la base du jet.

### 2.2.1 État hard

Lors de la montée en luminosité X au début du sursaut, le spectre de la BHB se trouve dans un état spectral dit *hard* (HS, un exemple d'un tel spectre est présenté en fig. 12.12). Il est très difficile de déterminer le comportement des sources dans les longueurs d'onde ultraviolettes (UV) car ce rayonnement est absorbé très efficacement par la poussière galactique. Les modifications majeures en flux se situent probablement dans la gamme UV. L'émission non-thermique de cet état contribue pour une plus grande fraction du spectre que l'émission du MCD (décalée vers les UVs alors que la température du disque n'est pas à son maximum, [Kalemci et al. 2004](#)) et est caractérisée par un spectre dominé par une loi de puissance avec un indice de photon  $\Gamma$  compris entre 1.6 et 2.1 ( $F_E \propto E^{-\Gamma}$ ). Le spectre en loi de puissance est souvent observé avec une coupure exponentielle aux alentours de  $\sim 50\text{--}130$  keV ([Grove et al. 1998](#)). Ceci indique que la population d'électrons énergétiques de la couronne, sur laquelle les photons du disque sont diffusés par effet Compton Inverse, est thermique ([Rodriguez et al. 2003](#)). Le HS est caractérisé par une importante variabilité de l'émission X (jusqu'à 50% r.m.s dans la gamme de fréquences Fourier 0.01-100 Hz, e.g., [Kalamkar et al. 2015](#)). Cette phase est visible dans la partie droite de la fig. 2.4a où le taux de comptage augmente rapidement



(a) Hardness-Intensity Diagram

(b) Évolution temporelle du flux de rayons X (haut) et de la dureté

**Figure 2.4** – Suivi du microquasar GX 339–4 lors de son sursaut de 2002/2003 observé par l’instrument PCA à bord du satellite RXTE. **Crédits** : Les données proviennent de [Belloni et al. \(2005\)](#).

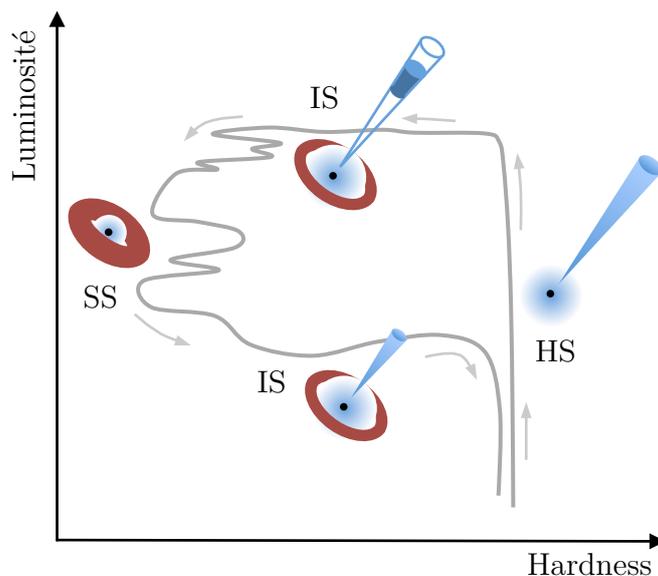
de  $\sim 9 \text{ ct s}^{-1}$  à  $\sim 10^3 \text{ ct s}^{-1}$  tout en conservant un rapport de dureté aux alentours de 0.8.

Dans cet état spectral (fig. 2.5), les microquasars présentent souvent une émission radio, relativement faible mais stable. Le spectre de ce rayonnement est caractérisé par une loi de puissance dite plate ou légèrement inversée (i.e.,  $\alpha \gtrsim 0$  si la densité de flux est  $S_\nu \propto \nu^\alpha$  où  $\nu$  est la fréquence radio d’observation) avec de faibles taux de polarisation (e.g., [Corbel et al. 2000](#) ; [Fender 2001](#) ; [Fender et al. 2004a](#) ; [Brocksopp et al. 2013](#) ; [Russell & Shahbaz 2014](#)). Ces propriétés suggèrent que ce rayonnement tire son origine d’un jet de matière auto-absorbé et continuellement approvisionné (§1.3.3 et §3.2.4). Il est maintenant établi qu’une forte corrélation existe entre les rayonnements radio et X ([Corbel et al. 2003](#) ; [Gallo et al. 2003](#)). Ce vaste sujet fait l’objet de la section §2.3.1.

### 2.2.2 État soft

L’état *soft* (SS, fig. 2.5, exemple de spectre en fig. 12.12) est quant à lui dominé par une composante thermique en provenance du disque d’accrétion et piquant aux alentours de  $\sim 1 \text{ keV}$  ([Mitsuda et al. 1984](#)). Une composante non-thermique en loi de puissance d’indice  $\Gamma \sim 2$  étendue au-delà de  $500 \text{ keV}$  peut aussi être observée, bien qu’elle soit nettement plus faible ([Tomsick et al. 1999](#)). Le disque se rapproche de l’ISCO ([Cabanac et al. 2009](#)) et une augmentation du taux d’accrétion est observée en adéquation avec l’accroissement de la luminosité X.

Deux types d’éjection sont présents durant le SS. Des éjections discrètes, sous forme de bulles de plasma collimaté et optiquement fin, sont lancées et observées en radio principalement lorsque la source transite de l’état HS à l’état SS (e.g., [Corbel et al. 2001, 2004](#) ; [Fender et al. 2004a](#)). Bien qu’elles puissent être détectées avant que les



**Figure 2.5** – Schéma du diagramme HID typiquement parcouru par une BHB lors d'un sursaut. Les différentes géométries arborées par la source au passage des différents états d'accrétion/éjection sont illustrées.

BHBs n'atteignent pleinement le SS, ces propriétés sont associées à cet état (Miller-Jones et al. 2012). Ces éjectas peuvent quelques fois être résolus (Mirabel & Rodríguez 1994). La deuxième composante d'éjection rencontrée regroupe les vents de disque d'accrétion. Des indices relatifs à la présence de vents dans les LMXBs<sup>3</sup> furent découverts à la fin des années 1990 : détection de la raie d'absorption du fer (Fe XXV et Fe XXVI, Ueda et al. 1998). 19 LMXBs présentent des raies d'absorption dues à la présence d'ions fortement ionisés (Díaz Trigo & Boirin 2016), dont certaines sont *blueshiftées* (§3.1.1) ou ont un profil de type P-Cygni<sup>4</sup> caractéristique des vents. La perte de masse par vents peut dépasser d'un facteur  $< 20$  le taux d'accrétion dans le cas d'une BHB (Neilsen & Lee 2009 ; Ponti et al. 2012), faisant des vents un ingrédient essentiel du mécanisme de sursaut. Ils sont notamment supposés responsables de l'extinction des jets compacts lors de l'état SS (Fender et al. 1999 ; Fender 2001), même si dans certains cas il est possible d'observer une émission radio résiduelle (Corbel et al. 2004 ; Fender et al. 2009).

### 2.2.3 État intermédiaire et hystérésis

Aux transitions entre les états HS et SS, correspondant aux branches horizontales du HID (fig. 2.4a et 2.5), les états spectraux sont dits intermédiaires (IS, Homan & Belloni 2005). Les transitions d'états entre le *hard* et le *soft* (branche horizontale supérieure du HID) et le *soft* et le *hard* (branche inférieure du HID) sont notées respectivement HS  $\rightarrow$  SS et SS  $\rightarrow$  HS par la suite. Le IS est notamment caractérisé par respectivement l'apparition/disparition de la composante thermique du disque d'accrétion et l'adoucissement/durcissement du spectre (mis en évidence par le *hardness ratio*, fig. 2.4b,

3. Les vents d'accrétion des HMXBs sont souvent dominés par ceux de l'étoile compagne massive.

4. Les raies « P-Cygni » sont caractérisées par la composante d'émission et une composante d'absorption *blueshiftée*, due au rayonnement passant à travers le plasma en mouvement rapide vers l'observateur.

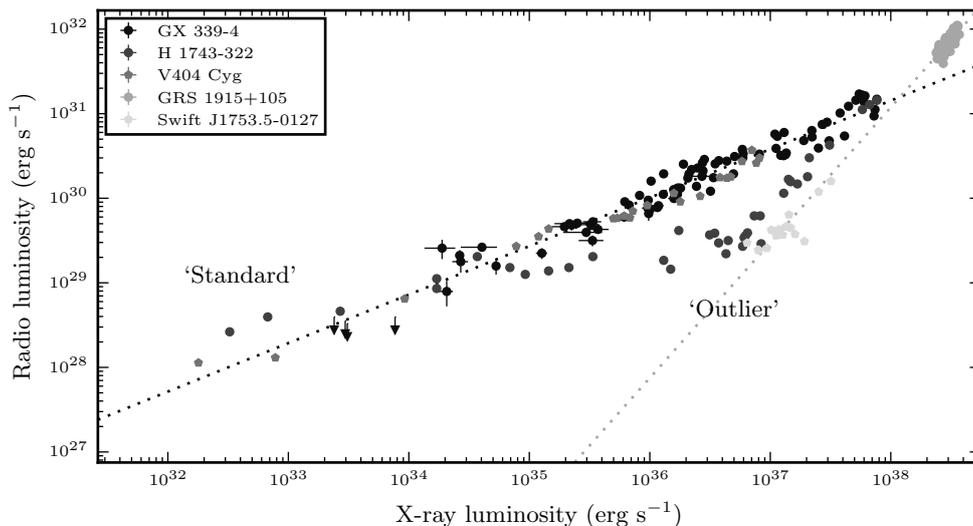
équivalent au rapport entre la bande haute énergie et la bande basse énergie du spectre) pour les transitions  $HS \rightarrow SS/SS \rightarrow HS$ . De nombreuses incertitudes subsistent quant à la physique à l'œuvre lors de ces transitions d'états (Remillard & McClintock 2006). Très succinctement, le modèle de Esin et al. (1997) propose un accroissement du taux d'accrétion à la transition  $HS \rightarrow SS$  qui provoque un rapprochement du disque vers l'objet compact central. Ce comportement est très souvent observé (e.g., Plant et al. 2015 ; Shaw et al. 2016). Cette diminution du rayon interne du disque entraîne une augmentation de la température et l'apparition progressive de la composante thermique dans les spectres, jusqu'à sa domination durant le SS. La deuxième conséquence réside dans le refroidissement efficace de la couronne alors qu'un nombre accru de photons du disque sont diffusés par les électrons qui perdent leur énergie par effet Compton Inverse. Cet effet se traduit par l'adoucissement de la composante loi de puissance, dont l'indice de photon  $\Gamma$  augmente à la différence de la transition inverse pour laquelle moins de photons sont disponibles alors que le disque est progressivement tronqué (Plant et al. 2015).

Comme la fig. 2.4a l'illustre, la transition  $HS \rightarrow SS$  est souvent observée à une luminosité significativement plus haute que la transition opposée  $SS \rightarrow HS$  (Maccarone & Coppi 2003 ; Corbel et al. 2004 ; Meyer-Hofmeister et al. 2005 ; Dunn et al. 2010). Ce motif d'hystérésis, est quelques fois dénommé « *turtlehead* » ou diagramme en « q ». Cependant, toutes les BHBs ne suivent pas strictement ce parcours durant leurs sursauts. Plusieurs systèmes n'effectuent pas complètement la transition d'états  $HS \rightarrow SS$  et s'arrêtent à l'état *hard* (sursaut *hard-only* ou *failed*, e.g., Stiele & Kong 2016) ou à l'état IS (Curran et al. 2014). La description théorique de cette hystérésis ne fait pas encore l'unanimité. Meyer-Hofmeister et al. (2005) proposent que les sources tendent à rester dans le HS au début du sursaut durant la montée en luminosité car le refroidissement de la couronne n'est pas efficace lorsque le flot d'accrétion rayonne un spectre énergétique ; et inversement dans le SS où le refroidissement est plus efficace. D'autres modèles invoquent la dépendance du taux d'accrétion suivant le champ magnétique, soit par le biais de la viscosité ou par le lien entre un disque interne et la formation de jets (Petrucci et al. 2008 ; Begelman & Armitage 2014).

## 2.3 Corrélations multi-longueurs d'onde

### 2.3.1 Corrélation universelle et outlier

Comme cela a été évoqué en §2.2.1, il existe une connexion entre les activités radio et rayons X dans l'état *hard* des BHBs (Hannikainen et al. 1998 ; Corbel et al. 2000, 2003 ; Gallo et al. 2003 ; Corbel et al. 2013a ; Gallo et al. 2014). Les campagnes d'observations multi-longueurs d'onde, entreprises de manière systématique depuis les années 2000, se sont révélées être un outil essentiel pour la compréhension des phénomènes d'éjection durant les sursauts (et aussi lors de l'état quiescent, §2.1.1). Les observations quasi-simultanées radio/rayons X révèlent une forte corrélation qui s'étend sur  $\sim 6$  et  $\sim 9$  ordres de grandeur, en terme de luminosité respectivement radio et rayons X (e.g., Gallo et al. 2014). Les travaux de Corbel et al. (2000, 2003) ; Gallo et al. (2003) ont démontré que les composantes jets compacts et flot d'accrétion interne sont liées et que les études du couplage accrétion/éjection permettent de sonder la physique dans l'environnement proche de l'objet compact.



**Figure 2.6** – Luminosité radio en fonction de la luminosité en rayons X pour une sélection représentative des microquasars observés simultanément à ces longueurs d'onde durant leurs sursauts. **Crédits** : les données proviennent de [Corbel et al. \(2013a\)](#).

Cette corrélation, illustrée en fig. 2.6 (qui ne tient compte que d'un échantillon de sources étudiées par [Corbel et al. 2013a](#)), est non linéaire. La relation de proportionnalité entre la luminosité radio  $L_r$  et rayons X  $L_X$  est de l'ordre de

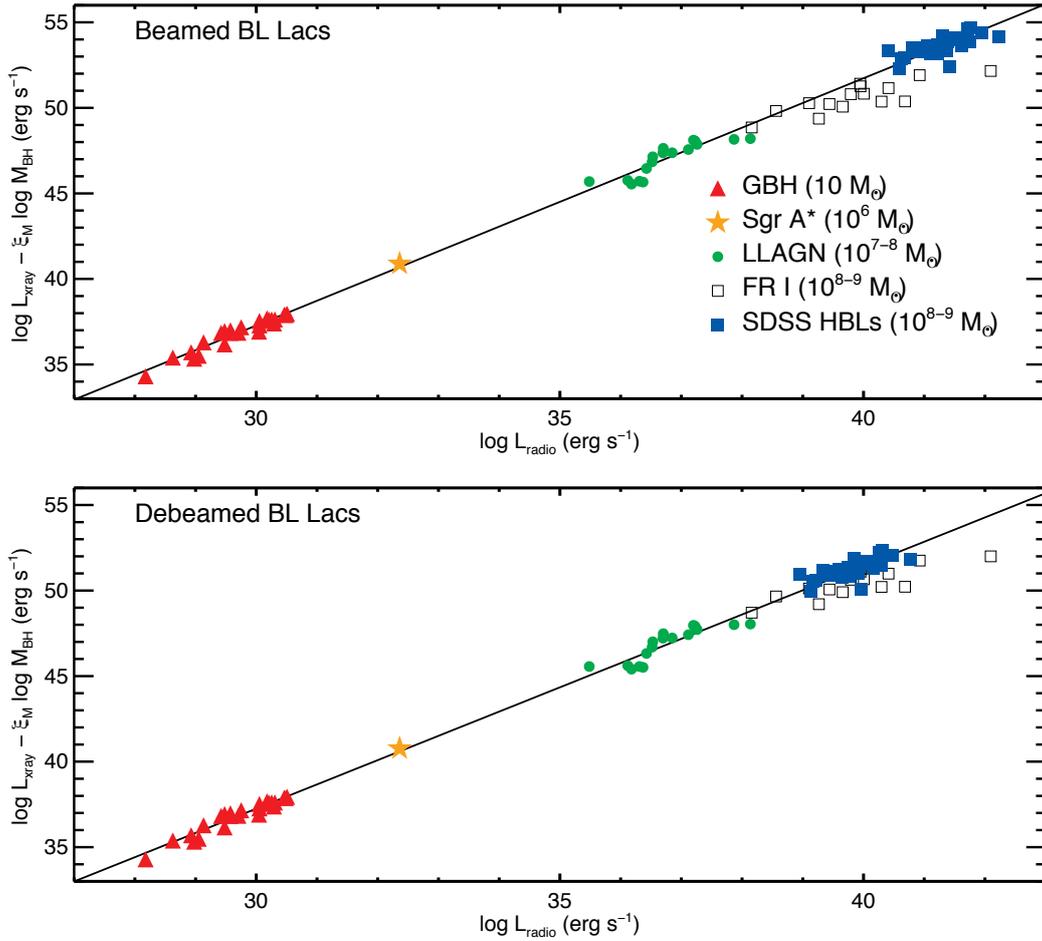
$$L_{r, \text{standard}} \propto L_{X, \text{standard}}^{0.5-0.7} \quad (2.1)$$

Elle représente le couplage entre le flot d'accrétion et les jets compacts. Elle peut également indiquer que les jets contribuent à haute énergie ([Markoff et al. 2005](#) ; [Russell et al. 2010](#)). Contrairement à l'idée initiale suggérant une corrélation unique pour toutes les BHBS, plusieurs facteurs doivent être pris en considération afin de comprendre les mécanismes sous-jacents. Tout d'abord, alors qu'un nombre croissant de microquasars est caractérisé, deux corrélations apparaissent à l'évidence dans le plan  $L_r-L_X$  (fig. 2.6, [Coriat et al. 2011](#) ; [Gallo et al. 2012](#) ; [Corbel et al. 2013a](#)). Les sources appartenant à l'une ou l'autre sont dénommées selon les termes anglais<sup>5</sup> « *standard* » ou « *outlier* ». Comme leur nom le suggère, les *outlier* regroupent les sources qui diffèrent de la corrélation *standard*, dont la luminosité radio est plus faible pour une luminosité X donnée ([Soleri & Fender 2011](#) ; [Gallo et al. 2012](#)), présentant ainsi une figure de corrélation plus pentue ([Coriat et al. 2011](#)) :

$$L_{r, \text{outlier}} \propto L_{X, \text{outlier}}^{\sim 1.4} \quad (2.2)$$

Les propriétés des *outlier* peuvent par exemple être expliquées par un flot d'accrétion interne radiativement efficace, qui entraîne une diminution significative de l'énergie apportée dans les jets. Ainsi, moins d'énergie est rayonnée par les jets et les sources apparaissent plus faibles en radio, contrairement au cas *standard* où le flot serait radiativement inefficace ([Coriat et al. 2011](#)). Le problème peut aussi être appréhendé sous un angle différent présentant les BHBS *outliers* comme étant des sources supra-lumineuses en rayons X, à luminosité radio donnée. [Meyer-Hofmeister & Meyer \(2014\)](#) suggèrent par

5. Par souci de simplification les termes anglais sont employés par la suite.



**Figure 2.7** – Plan fondamental d’activité des trous noirs accrétants. Un échantillon significatif de BHBs et d’AGNs est pris en compte lors de la représentation de leur luminosité radio en fonction de leur luminosité X, corrigée de la masse du trou noir. La luminosité des AGNs est présentée telle qu’observée (haut) ou bien corrigée de l’amplification relativiste (§3.1.3). **Crédits** : Plotkin et al. (2012).

exemple que les photons thermiques du disque interne peuvent être diffusés par mécanisme Compton Inverse et peuvent ainsi accroître le flux de rayons X. De plus, quelques microquasars semblent transiter entre les deux corrélations (H 1743–322 sur la fig. 2.6, Jonker et al. 2010 ; Coriat et al. 2011 ; Miller-Jones et al. 2012).

### 2.3.2 Plan fondamental des trous noirs accrétants

De manière extrêmement intéressante et à la fois surprenante, la corrélation précédemment évoquée (§2.3.1) semble se maintenir sur toute l’échelle de masse des trous noirs accrétants si une correction relative à leur masse est prise en compte. Cette propriété confirme une nouvelle fois l’universalité des processus d’accrétion et d’éjection (§1.1) et une physique commune entre les BHBs et les AGNs pourtant séparés de  $\sim 8$  ordres de grandeur en masse. Peu de temps après Corbel et al. (2003) et Gallo et al. (2003), qui mirent en évidence le couplage dans les BHBs dans l’état HS, Merloni et al. (2003) et Falcke et al. (2004) établirent de manière indépendante la prolongation de cette relation

vers les BHs supermassifs au sein des AGNs, illustrée en fig. 2.7, avec une dépendance selon la masse du trou noir  $M_{\bullet}$  :

$$L_r \propto L_X^{0.6} M_{\bullet}^{0.8}, \quad (2.3)$$

où les indices des lois de puissance ont été dérivés par ajustement sur un nombre conséquent de BHBs et d'AGNs. Le plan a été raffiné grâce à des observations à basse luminosité et en ne considérant plus les sources dans les états *soft* (Gallo et al. 2006 ; Körding et al. 2006b). Plus récemment, Saikia et al. (2015) ont montré que cette corrélation était aussi valable entre les émissions radio et optique. Après avoir inclus 576 galaxies actives de type LINER (contenant une Low-Ionization Nuclear Emission-line Region), Nisbet & Best (2016) proposent la corrélation suivante, sous forme logarithmique :

$$\log \left( \frac{L_r}{\text{erg s}^{-1}} \right) = 0.6_{-0.1}^{+0.1} \log \left( \frac{L_X}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right) + 0.7_{-0.1}^{+0.1} \log \left( \frac{M_{\bullet}}{10^8 M_{\odot}} \right) + 38.3_{-0.1}^{+0.1}. \quad (2.4)$$

Cette remarquable corrélation entre la luminosité radio, qui représente une fraction de la puissance transportée par les jets, et la luminosité X, indicative de la puissance accrétée par le système, semble pointer vers un processus de formation des jets relativement stable et régulier sur une importante échelle de masse. Fender (2010) précise que l'émission radio d'une BHB dans un état *hard* brillant (au sommet droit du diagramme en fig. 2.5) ne représente en réalité que  $10^{-7}$  de la puissance totale estimée du jet. Il est donc surprenant que cette corrélation se maintienne sur de longues échelles de temps durant les sursauts, à travers les transitions d'états alors que les jets s'éteignent et se reforment. Nous évoquons en §2.3.1 les divergences observées pour les BHBs et indiquons que des particularités subsistent pour l'explication d'un mécanisme commun à tous les BHs accrétants.

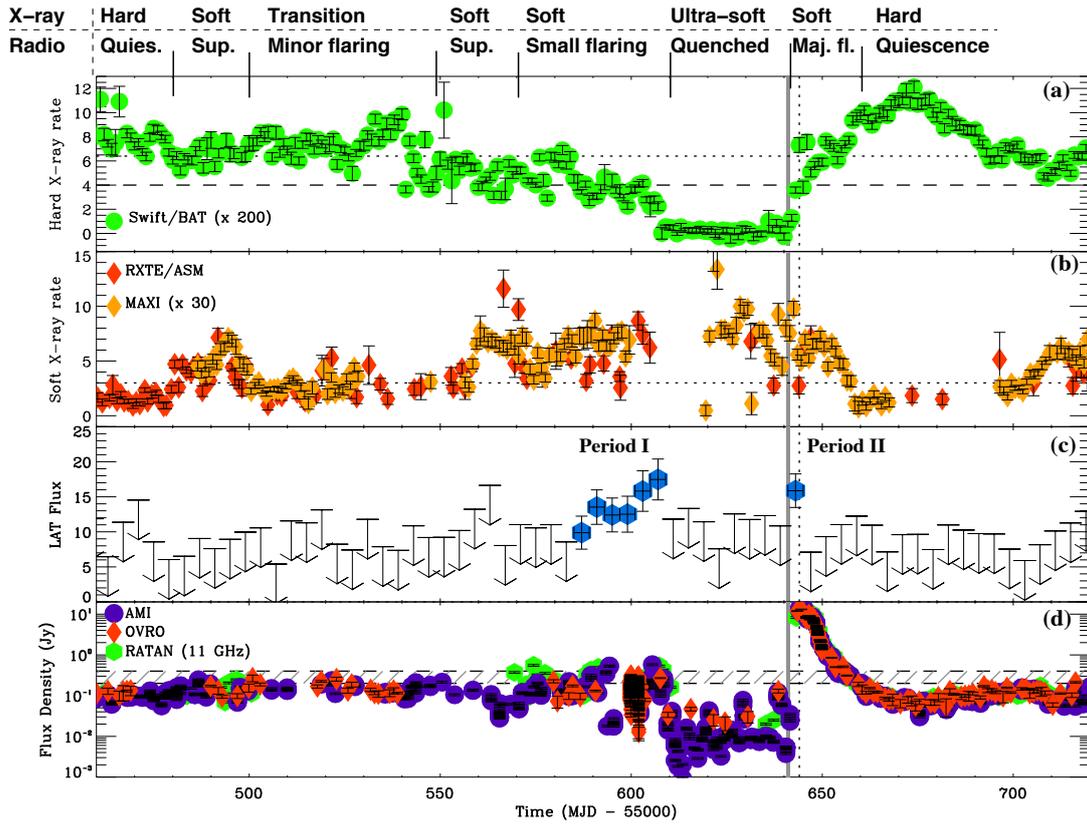
### 2.3.3 Émission haute énergie des microquasars

Les luminosités X et radio sont intimement liées, il en est de même pour les luminosités radio et  $\gamma$ . En effet, les mêmes populations d'électrons rayonnent par synchrotron et diffusent les photons des champs de rayonnement environnants aux plus hautes énergies. Les puissantes éruptions radio du microquasar Cygnus X-3 ont suscité un intérêt persistant dans la communauté scientifique depuis les années 1970. Cyg X-3 a été découvert par Giacconi et al. (1967) en rayons X. Cette HMXB est connue pour être la source la plus intense en radio parmi les binaires lors de ses éruptions dont la densité de flux peut atteindre plusieurs dizaines de Jy (e.g., Mioduszewski et al. 2001). Ses caractéristiques singulières incitèrent les prédictions d'une émission à des niveaux d'énergie au-delà du TeV. Il fallut cependant attendre l'avènement des satellites *Fermi* (chap. 4) et *Agile* pour que ce microquasar soit enfin détecté dans la gamme des hautes énergies (Fermi LAT Collaboration et al. 2009 ; Tavani et al. 2009). L'association de la source  $\gamma$  avec Cyg X-3 a été assurée par la modulation de son flux correspondant à la période orbitale de la binaire de 4.8 h ainsi que la corrélation entre le comportement  $\gamma$  et radio. Depuis, Cyg X-3 a été détecté de nombreuses fois à  $>100$  MeV (e.g., par le satellite *Fermi*, Corbel et al. 2012 ; Loh et al. 2016b). Chaque détection est liée à un sursaut de la source, et peut même être prévisible si certains critères sont réunis (Corbel et al. 2012).

La détection de rayons  $\gamma$  en provenance des microquasars est compliquée mais peut apporter des ingrédients nécessaires à la compréhension de mécanismes tels que l'accélération de particules, le fonctionnement des jets relativistes et l'émission leptonique ou hadronique. Cependant, mis à part Cyg X–3, aucun autre microquasar n'a été détecté avec une émission significative à haute énergie. Bodaghee et al. (2013) se sont intéressés à trois systèmes, en plus de Cyg X–3 : Cyg X–1, GRS 1915+105 et GX 339–4 (table 1.1). Seul Cyg X–1 semble présenter des traces d'une éventuelle émission à haute énergie. Celle-ci serait associée aux états *hard* du système, probablement en provenance de processus non-thermiques au sein du jet (Malyshev et al. 2013). Ce résultat serait confirmé par Zanin et al. (2016) et Zdziarski et al. (2016).

Des modèles leptoniques (e.g., Atoyan & Aharonian 1999 ; Bosch-Ramon et al. 2006) et hadroniques (e.g., Romero et al. 2003) sont invoqués pour expliquer l'émission haute énergie des microquasars. Les modèles leptoniques considèrent la diffusion Compton Inverse d'une population de photons provenant soit du rayonnement MCD du disque d'accrétion, soit du rayonnement synchrotron du jet (§3.2.4, émission Synchrotron Self-Compton), soit de l'étoile compagne (comme dans le cas Cyg X–3, Dubus et al. 2010 ; Corbel et al. 2012). L'absorption des photons  $\gamma$  due à leur interaction avec des photons de plus basse énergie pour former des paires  $e^+/e^-$ , conduit à estimer que leur origine n'est très probablement pas liée à la couronne. Elle serait de préférence éloignée de l'objet compact (de l'ordre de  $10^8$ – $10^{10}$  cm, Cerutti et al. 2011).

Nous reviendrons sur le cas de la HMXB Cyg X–3 au chapitre 8. En complément de la détection ferme de Cyg X–3, et potentielle de Cyg X–1, en rayons  $\gamma$  de haute énergie, nous proposons la détection d'un troisième microquasar. Contrairement aux deux systèmes précédemment évoqués, celui-ci est une LMXB. V404 Cygni a été intensément étudié lors de son éruption spectaculaire en juin 2015 et probablement détecté en rayons  $\gamma$  (chapitre 10, Loh et al. 2016a).



**Figure 2.8** – Courbes de lumière multi-longueurs d'onde lors d'une éruption radio majeure du microquasar HMXB Cyg X-3. Le panneau supérieur représente l'activité en rayons X durs enregistrée par *Swift*/BAT (15–50 keV). Ensuite le flux de rayons X mous par RXTE/ASM (3–5 keV) et MAXI (1.5–4 keV) est présenté. Le 3<sup>e</sup> graphe illustre les détections de *Fermi*/LAT (> 100 MeV) en bleu, ou bien les limites supérieures sur le flux, l'unité est  $10^{-7}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ . Le dernier panneau représente l'activité radio par AMI, OVRO (15 GHz) et RATAN (11.2 GHz) où une éruption majeure à > 10 Jy est observée juste après une période d'extinction du jet. Les émissions radio et  $\gamma$  sont fortement corrélées. **Crédits** : Corbel et al. (2012).

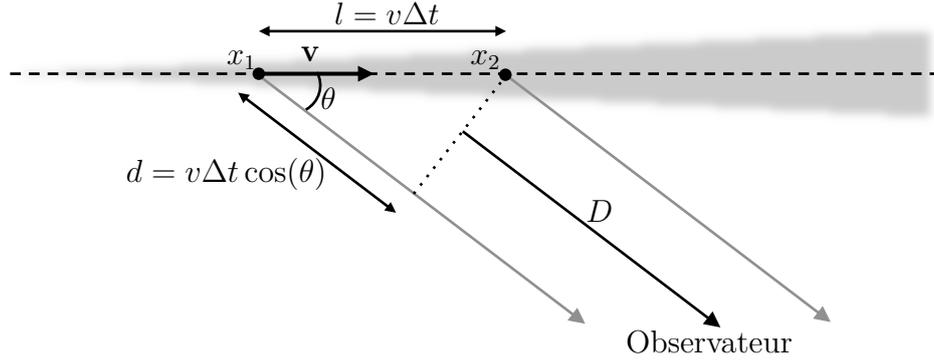
## Processus radiatifs à l'œuvre dans les binaires accrétantes

<b>3.1 Effets relativistes . . . . .</b>	<b>37</b>
3.1.1 Effet Doppler relativiste . . . . .	38
3.1.2 Aberration de la lumière . . . . .	39
3.1.3 Luminosité apparente et boost relativiste . . . . .	40
<b>3.2 Émission Synchrotron . . . . .</b>	<b>41</b>
3.2.1 Pertes radiatives . . . . .	41
3.2.2 Spectre de l'émission synchrotron . . . . .	42
3.2.3 Absorption . . . . .	43
3.2.4 Rayonnement synchrotron d'un jet compact . . . . .	44
<b>3.3 Émission Compton Inverse . . . . .</b>	<b>45</b>
3.3.1 Régime Thomson . . . . .	46
3.3.2 Pertes radiatives d'un électron . . . . .	46
3.3.3 Spectre de l'émission Compton Inverse . . . . .	47
3.3.4 Catastrophe Compton . . . . .	48

**L'**ÉTUDE des phénomènes les plus énergétiques de l'Univers, comme ceux associés aux mécanismes d'accrétion et d'éjection autour des objets compacts, met en jeu le rayonnement de particules accélérées. Les conditions physiques extrêmes rencontrées aux environs des objets compacts nécessitent de considérer ces processus radiatifs dans un cadre relativiste dont les principaux effets sont décrits en §3.1. Deux types de rayonnement sont abordés ici : le rayonnement synchrotron (§3.2), responsable de l'émission radio des jets des microquasars ; et le rayonnement Compton Inverse (§3.3) permettant de produire des photons à haute énergie. Le développement des équations relatives à la physique des rayonnements suit principalement les approches de Longair (1994) et de Ghisellini (2013).

### 3.1 Effets relativistes

Dans les calculs qui suivent, on définit le référentiel d'inertie  $\mathcal{R}$  (repéré par les coordonnées  $ct, x, y, z$ ) comme étant celui de l'observateur. Un second référentiel d'inertie  $\mathcal{R}'$  (repéré par les coordonnées  $ct', x', y', z'$ ) se déplace avec une vitesse  $\mathbf{v}$  orientée suivant  $\mathbf{x}$  dans  $\mathcal{R}$ .



**Figure 3.1** – Un électron, animé d'une vitesse  $\mathbf{v}$ , émettant un rayonnement synchrotron aux points  $x_1$  et  $x_2$  se déplace dans un jet relativiste. L'observateur perçoit le rayonnement sous un angle  $\theta$ . La fréquence du rayonnement reçu subit un décalage Doppler.

### 3.1.1 Effet Doppler relativiste

Les sources d'émission qui se déplacent à des vitesses proches de celle de la lumière, dites relativistes, sont sujettes aux effets Doppler relativistes. Ceux-ci interviennent via les mécanismes de dilatation et de retard temporel décrits par la relativité restreinte. Prenons l'exemple d'un électron relativiste se déplaçant dans le jet d'un microquasar. Le processus de rayonnement associé est le synchrotron (voir §3.2) et on considère qu'il émet deux photons successivement en un intervalle de temps  $\Delta t$  dans le référentiel de l'observateur ( $\mathcal{R}$ ) aux positions respectives  $x_1$  et  $x_2$  (voir fig. 3.1). Dans le référentiel de l'électron (noté  $\mathcal{R}'$ ), l'intervalle de temps entre deux émissions est  $\Delta t' = \nu_{\text{em}}^{-1}$  où  $\nu_{\text{em}}$  est la fréquence de pulsation. La dilatation du temps s'applique entre les deux référentiels inertiels de sorte que

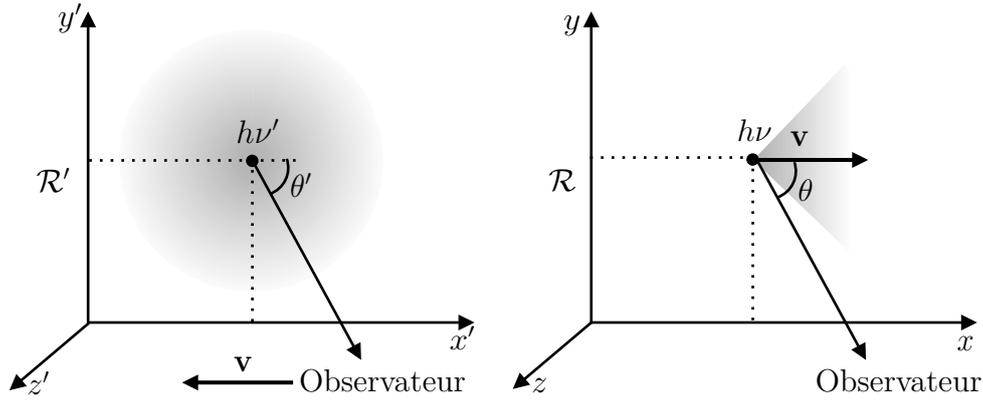
$$\Delta t = \gamma \Delta t' = \gamma \nu_{\text{em}}^{-1}, \quad (3.1)$$

où  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  est le facteur de Lorentz (avec  $\beta = v/c$ ,  $c$  étant la célérité de la lumière et  $v$  la vitesse du référentiel  $\mathcal{R}'$  par rapport à  $\mathcal{R}$ ). Bien que les signaux soient espacés de  $\Delta t$ , l'observateur les perçoit avec un délai supplémentaire introduit par son orientation  $\theta$  par rapport au déplacement de la source. Ainsi, si  $t_1$  et  $t_2$  sont respectivement les instants, dans le référentiel  $\mathcal{R}$ , où les photons sont émis aux positions  $x_1$  et  $x_2$ , alors les considérations géométriques (fig. 3.1) imposent que l'observateur reçoive les photons aux instants  $t_1^{\text{obs}}$  et  $t_2^{\text{obs}}$  tels que :

$$\begin{cases} t_1^{\text{obs}} = t_1 + (D + d)/c = t_1 + [D + v\Delta t \cos(\theta)]/c, \\ t_2^{\text{obs}} = t_2 + D/c. \end{cases} \quad (3.2)$$

La période de pulsation mesurée par l'observateur est  $t_2^{\text{rec}} - t_1^{\text{rec}}$  qui, d'après l'équation 3.2, est égale à  $\Delta t_{\text{obs}} = t_2^{\text{obs}} - t_1^{\text{obs}} = \Delta t[1 - \beta \cos(\theta)]$ . On peut alors directement relier la fréquence reçue par l'observateur  $\nu_{\text{obs}} = (\Delta t_{\text{obs}})^{-1}$  à la fréquence émise  $\nu_{\text{em}}$  par la source relativiste – l'électron dans le jet – d'après l'équation 3.1 :  $\nu_{\text{obs}}^{-1} = \gamma \nu_{\text{em}}^{-1}[1 - \beta \cos(\theta)]$ . La fréquence mesurée par l'observateur  $\nu_{\text{obs}}$  dépend donc de la fréquence émise par une source animée d'une vitesse relativiste par rapport à l'observateur  $\nu_{\text{em}}$  selon :

$$\boxed{\nu_{\text{obs}} = \nu_{\text{em}} \gamma^{-1} [1 - \beta \cos(\theta)]^{-1} = \delta \nu_{\text{em}}}. \quad (3.3)$$



**Figure 3.2** – Schéma de l'émission synchrotron d'un électron relativiste. À gauche, dans le référentiel  $\mathcal{R}'$  au repos avec la particule, le rayonnement est isotrope. En revanche, à droite, dans le référentiel de l'observateur  $\mathcal{R}$ , la moitié du rayonnement apparaît focalisée suivant un demi-angle  $\theta = \gamma^{-1}$ . Ceci empêche la détection de certains jets pointant dans des directions opposées à la ligne de visée.

L'équation 3.3 est l'analogie relativiste de l'effet Doppler classique responsable de la modification de la fréquence perçue d'un son émis par une source en mouvement.

$\delta = \gamma^{-1}[1 - \beta \cos(\theta)]^{-1}$ , le *facteur Doppler*, induit notamment le rougissement (*redshift*) des sources astrophysiques s'éloignant ( $\cos(\theta) < 0 \rightarrow \nu_{\text{obs}} < \nu_{\text{em}}$  et la longueur d'onde  $\lambda_{\text{obs}} = c\nu_{\text{obs}}^{-1}$  augmente) ou bien le bleuissement (*blueshift*) des objets se rapprochant ( $\cos(\theta) > 0$ ).

### 3.1.2 Aberration de la lumière

En plus de l'effet Doppler relativiste, qui modifie la fréquence de la lumière perçue par un observateur dans le cas d'une source d'émission relativiste, s'ajoute l'effet de l'aberration de la lumière. Par simplicité de calcul, considérons le quadri-vecteur énergie-impulsion  $T$  du photon émis par la source – l'électron – se déplaçant avec une vitesse relativiste selon la direction  $\mathbf{x}$ .  $T$  est une généralisation de l'impulsion classique ( $p = h/\lambda$ ) au cas relativiste et  $T = (E, \mathbf{p}c)$ . L'électron est la source d'un photon émis aux coordonnées  $(t', x', y', z')$  selon un angle  $\theta'$  par rapport à l'observateur. À l'instar de tout quadri-vecteur de l'espace-temps de Minkowski, il est covariant et ses coordonnées se transforment via les transformations de Lorentz  $\Lambda$  lors d'un changement de référentiel inertiel vers celui de l'observateur :

$$T = \Lambda T' \quad \text{avec} \quad \Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

où  $T' = (h\nu', p'_x c, p'_y c, p'_z c) = (h\nu' \cos \theta', h\nu', h\nu' \sin \theta', 0)$  est le quadri-vecteur énergie-impulsion du photon dans le référentiel  $\mathcal{R}'$  de l'électron au repos qui émet un rayonnement isotrope (fig. 3.2) et  $T = (h\nu, h\nu \cos \theta, h\nu \sin \theta, 0)$  celui dans le référentiel de

l'observateur  $\mathcal{R}$ . Les différents termes de l'équation 3.4 sont :

$$h\nu = \gamma h\nu' + \gamma\beta h\nu' \cos \theta', \quad (3.5)$$

$$h\nu \cos \theta = \gamma\beta h\nu' + \gamma h\nu' \cos \theta', \quad (3.6)$$

$$h\nu \sin \theta = h\nu' \sin \theta'. \quad (3.7)$$

La formule de l'aberration relativiste de la lumière se dérive directement en manipulant ces trois relations précédentes. Le rapport des équations 3.6 et 3.5 donne  $\cos \theta = (\beta + \cos \theta')/(1 + \beta \cos \theta')$ . En substituant l'équation 3.5 dans 3.7 apparaît  $\sin \theta = \sin \theta'/\gamma(1 + \beta \cos \theta')$ . Ainsi :

$$\boxed{\tan \theta = \sin \theta' \gamma^{-1} [\beta + \cos \theta']^{-1}}. \quad (3.8)$$

L'émission dans le référentiel de l'électron étant considérée isotrope (fig. 3.2), un photon émis vers l'observateur avec un angle  $\theta' = \pi/2$  est observé sous  $\tan \theta = (\gamma\beta)^{-1}$  d'après 3.8. Si la source est très relativiste, alors  $\beta \rightarrow 1$  et la moitié de son émission est contenue dans un cône de demi-angle  $\theta \sim 1/\gamma$ . Si cet effet permet d'amplifier la luminosité de certaines sources (comme les blazars dont les jets pointent vers la Terre par exemple), il empêche également la détection d'objets émettant un rayonnement suivant une direction différente de la ligne de visée.

### 3.1.3 Luminosité apparente et boost relativiste

L'amplification, ou *boost*, relativiste a été considérée dès les années 1960 pour expliquer entre autres la détection d'un seul des jets de la radio galaxie M87 (Shklovskii 1964) alors que d'autres, comme Cygnus A, apparaissent avec des jets bipolaires.

Typiquement, les jets des microquasars (et des AGNs) produisent un rayonnement synchrotron détectable en radio dont la forme spectrale s'apparente à une loi de puissance. La densité de flux correspondante peut donc s'écrire  $S_{\nu, \text{em}} \propto \nu^\alpha$  avec  $\alpha$ , l'indice spectral (§3.2). Lorsque la source se meut avec une vitesse relativiste, une partie de son émission est focalisée dans la direction du mouvement (§3.1.2). De plus, la densité de flux apparente, observée sous l'angle  $\theta$ , s'écrit

$$S_{\nu, \text{obs}}(\theta)/S_{\nu, \text{em}} = \delta^{k-\alpha}, \quad (3.9)$$

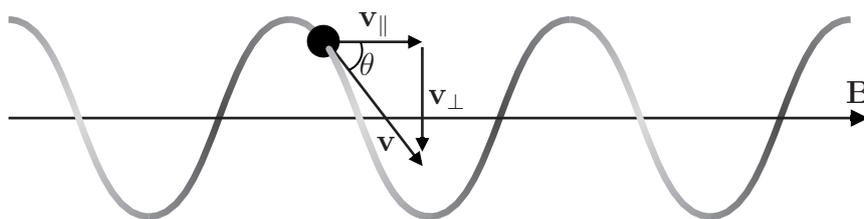
où  $\delta$  est le facteur Doppler (équation 3.3) et  $k$  est un facteur dépendant de la géométrie de la zone d'émission (Lind & Blandford 1985).  $k = 3$  pour un plasmioïde en mouvement balistique (correspondant aux éjections discrètes), et  $k = 2$  pour une injection continue (jet compact typique de l'état dur par exemple).

La dépendance suivant  $\theta$  du facteur Doppler  $\delta$  permet d'expliquer l'effet de *de-boosting* relativiste. Le rapport des densités de flux observées entre un jet s'approchant de l'observateur  $S_{\text{app}}$  et un s'éloignant  $S_{\text{rec}}$  peut s'écrire (Mirabel & Rodríguez 1999) :

$$S_{\text{app}}/S_{\text{rec}} = [(1 + \beta \cos \theta)/(1 - \beta \cos \theta)]^{k-\alpha}. \quad (3.10)$$

Le rayonnement synchrotron en provenance des jets compacts des microquasars (supposés continus,  $k = 2$ ) présente généralement un indice spectral nul (Blandford & Königl 1979), ainsi la luminosité observée peut être *boostée/dé-boostée* suivant :

$$L_{\nu, \text{obs}} = \delta^{\sim 2} L_{\nu, \text{em}}. \quad (3.11)$$



**Figure 3.3** – Un électron relativiste, animé d'une vitesse  $\mathbf{v}$ , au sein d'un champ magnétique  $\mathbf{B}$  subit la force de Lorentz et est entraîné dans un mouvement de giration autour des lignes de champ.

## 3.2 Émission Synchrotron

De nombreuses sources astrophysiques possèdent des champs magnétiques intenses et sont le siège d'accélération de particules chargées jusqu'à des vitesses relativistes, notamment au sein des jets rencontrés dans les noyaux actifs de galaxie ou encore au sein des microquasars. Un champ magnétique et des particules relativistes sont les deux ingrédients essentiels à l'obtention du rayonnement synchrotron.

### 3.2.1 Pertes radiatives

Un électron, animé d'une vitesse  $\mathbf{v}$  et plongé dans un champ magnétique  $\mathbf{B}$  uniforme, subit la force de Lorentz qui l'entraîne dans un mouvement de giration autour des lignes de champ (fig. 3.3). En tenant compte de cette force et en généralisant la formule de Larmor<sup>1</sup> au cas relativiste<sup>2</sup>, il est possible de déterminer la puissance synchrotron émise par un électron avec un angle d'attaque  $\theta$  (Longair 1994, pour un traitement plus complet) :

$$P_{\text{syn}}(\theta) = \frac{2e^4}{3m_e^2c^3} B^2 \gamma^2 \beta^2 \sin^2 \theta. \quad (3.12)$$

L'équation 3.12 se simplifie en substituant la densité d'énergie magnétique, définie par  $U_B = B^2/8\pi$ , ainsi que la section efficace de diffusion Thomson  $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$  faisant intervenir le rayon classique de l'électron  $r_0 = e^2/(m_e c^2)$ . En moyennant le terme  $\sin^2 \theta$  si la distribution des angles d'attaque  $\theta$  est isotrope, la puissance synchrotron émise par un électron est :

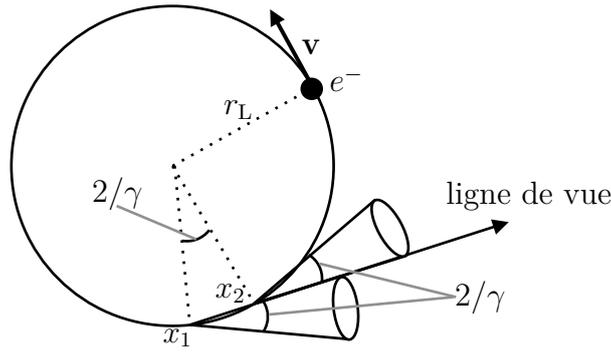
$$\langle P_{\text{syn}} \rangle_\theta = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B. \quad (3.13)$$

Il est alors possible d'estimer un temps caractéristique de refroidissement  $t_{\text{syn}}$  au cours duquel un électron d'énergie  $E_e = \gamma m_e c^2$  et de vitesse  $\beta \sim 1$  perd son énergie :

$$t_{\text{syn}} = E_e \langle P_{\text{syn}} \rangle_\theta^{-1} \simeq 7.75 \times 10^8 B^{-2} \gamma^{-1} \text{ s}. \quad (3.14)$$

1. La formule de Larmor quantifie la puissance électromagnétique émise par une particule chargée accélérée :  $P_L = (2e^2/3c^3)[a_{\parallel}^2 + a_{\perp}^2]$  dans le référentiel de l'électron  $\mathcal{R}'$ .

2. Sa généralisation au cas relativiste est  $P_L = (2e^2/3c^3)\gamma^4[\gamma^2 a_{\parallel}^2 + a_{\perp}^2]$ .



**Figure 3.4** – Un électron relativiste est animé d'un mouvement giratoire autour d'une ligne de champ magnétique. Sa trajectoire s'assimile à un cercle de rayon égal à celui de Larmor  $r_L$ . Le rayonnement est focalisé dans des cônes de demi-angle  $1/\gamma$  et l'observateur perçoit l'émission alors que la particule se trouve entre les points  $x_1$  et  $x_2$ .

### 3.2.2 Spectre de l'émission synchrotron

#### Spectre émis par un électron unique

La focalisation relativiste du rayonnement (en un angle de demi ouverture  $1/\gamma$ , §3.1.2) implique que seule une fraction du temps  $\Delta t_e$  de giration de l'électron est effectivement observable. Un observateur reçoit donc la majorité du signal selon une fréquence caractéristique  $\nu_{\text{syn}}$ . D'après la figure 3.4, la particule chargée émet un rayonnement dans la ligne de visée sur une distance  $\Delta l = \|\vec{x}_1 \vec{x}_2\|$ .

Géométriquement, la distance parcourue par l'électron est  $\Delta l = 2r_L/\gamma$  où  $r_L$  représente le rayon de Larmor<sup>3</sup>. Ainsi, le temps caractéristique  $\Delta t_{\text{em}}$  au cours duquel l'électron émet un rayonnement vers l'observateur, situé à une distance  $D$  de  $x_1$ , est<sup>4</sup>

$$\Delta t_{\text{em}} = (D - \Delta l)/c + \Delta l/v - D/c = \Delta l/v (1 - \beta). \quad (3.15)$$

Il est alors possible de montrer que l'intervalle de temps de l'émission perçue par l'observateur est  $\Delta t_{\text{obs}} = 2\pi m_e c / \gamma^2 e B$ , d'où la fréquence caractéristique du rayonnement synchrotron en provenance d'un électron relativiste :

$$\nu_{\text{syn}} = \gamma^2 e B / 2\pi m_e c. \quad (3.16)$$

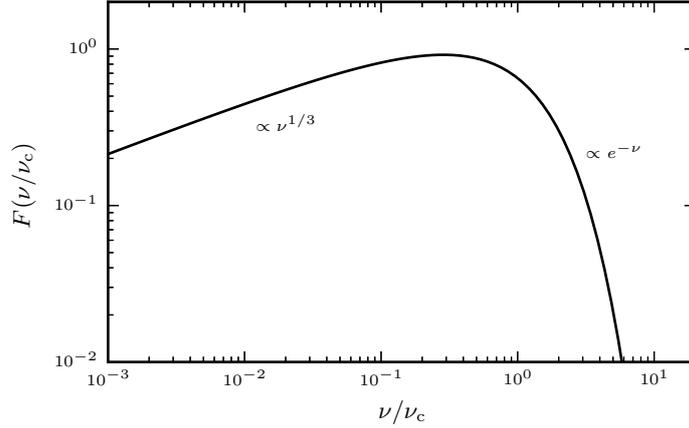
La puissance par unité de fréquence émise par un électron possédant un facteur de Lorentz  $\gamma$  et un angle d'attaque  $\theta$  peut s'exprimer par (Longair 1994) :

$$P_{\text{syn}}(\nu, \gamma, \theta) = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \theta}{m_e c^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad (3.17)$$

où  $\nu_c = (3/2)\nu_{\text{syn}} \sin \theta$  est la fréquence critique et  $K_{5/3}(x)$  est la fonction de Bessel modifiée d'ordre  $5/3$ . Comme  $\nu_c \propto \gamma^2 \propto E_e^2$ , les électrons de haute énergie rayonnent aux fréquences synchrotron les plus hautes. Le spectre de l'émission synchrotron émise par un électron est représenté en fig. 3.5.

3. Le rayon de Larmor est  $r_L = \gamma m_e c^2 \beta \sin \theta / e B$ .

4. En effet, si  $t = 0$  au moment où l'électron envoie son premier photon vers l'observateur, ce dernier commence à voir la lumière à  $t = D/c$ . Il s'écoule ensuite le temps nécessaire à l'électron pour parcourir la trajectoire  $\Delta l/v$  additionné à celui nécessaire à la lumière pour parvenir jusqu'à l'observateur  $(D - \Delta l)/c$ .



**Figure 3.5** – Spectre d’émission synchrotron d’un électron. La partie dépendante de la fréquence de  $P_{\text{syn}}(\nu, \gamma, \theta)$ , équation 3.17, est représentée ici :  $F(\nu/\nu_c) = \nu/\nu_c \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx$ . Le maximum de l’émission est à  $\sim 0.29\nu_c$ .

### Spectre émis par une population d’électrons

L’accélération de particules chargées au sein des sources astrophysiques s’opère par le biais de deux mécanismes principaux : l’accélération de Fermi (e.g., Bell 1978 ; Rieger et al. 2007) et la reconnexion magnétique (Dexter et al. 2014, pour le cas des microquasars). Ces mécanismes ont pour effet d’aboutir à des distributions de particules sous la forme de lois de puissance, pouvant être exprimées suivant le facteur de Lorentz des particules :

$$N(\gamma) d\gamma = \kappa \gamma^{-p} d\gamma \quad \text{avec} \quad \gamma_{\min} < \gamma < \gamma_{\max}, \quad (3.18)$$

où  $N(\gamma)$  est la densité volumique d’électrons de facteur de Lorentz  $\gamma$  et  $\kappa$  la constante de normalisation de la distribution. En intégrant le produit  $N(\gamma)P_{\text{syn}}(\nu, \gamma, \theta)$  entre  $\gamma_{\min}$  et  $\gamma_{\max}$ , il est possible de montrer que le spectre synchrotron d’une population d’électrons relativistes est de la forme (Longair 1994) :

$$P_{\text{syn}}(\nu, \theta) \propto \kappa B^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2}. \quad (3.19)$$

Une distribution d’électrons sous la forme d’une loi de puissance d’indice  $p$  produit donc un spectre synchrotron également sous la forme d’une loi de puissance. Typiquement, le spectre radio d’une source d’émission synchrotron est de la forme  $S_\nu \propto \nu^\alpha$  où, par identification,  $\alpha = -(p-1)/2$ .

#### 3.2.3 Absorption

Cependant, il est rare d’observer en pratique un spectre d’émission synchrotron sous forme d’une simple loi de puissance. La population de particules rayonnantes peut souffrir de pertes énergétiques, d’auto-absorption et d’absorption par le milieu environnant qui conduisent à des modifications du spectre observé. Certains spectres synchrotron ont aussi été observés comme étant variables sur des échelles relativement courtes de l’ordre de la dizaine de minutes. Cela est par exemple le cas du jet compact du microquasar V404 Cygni, alors dans sa période de quiescence (e.g., Rana et al. 2016, chapitre 11).

Les distributions telles que décrites en équation 3.18 ne sont pas thermiques (différentes d'une maxwellienne). Une température de brillance  $T_b$  peut être associée à une source de rayonnement, même non thermique, pour simplifier le calcul de l'absorption (Longair 1994, pour un traitement complet). L'idée est donc d'imaginer la distribution comme une superposition de maxwelliennes de températures diverses puis de relier l'énergie d'un électron  $E_e = \gamma m_e c^2$  à l'énergie de la distribution correspondante  $k_B T_e$ . Un objet, de dimension  $\Omega$ , présentant un spectre en loi de puissance avec une densité de flux  $S_\nu \propto \nu^\alpha$  correspond à une température de brillance<sup>5</sup> de

$$T_b = (S_\nu/\Omega)(c^2/2\nu^2 k_B) \propto \nu^{\alpha-2}. \quad (3.20)$$

Aux plus basses fréquences, la température de brillance d'une source peut s'approcher de  $k_B T_e$ , l'énergie cinétique d'un électron rayonnant. En supposant qu'un rayonnement à une fréquence particulière  $\nu_c$  est principalement absorbé par un électron capable de l'émettre (la plupart de l'émission est concentrée autour de  $\nu_c$ , fig. 3.5) :

$$3k_B T_e \sim \gamma m_e c^2 \propto \nu^{1/2}, \quad (3.21)$$

où la dernière proportionnalité a été développée en §3.2.2. Les équations 3.20 et 3.21 conduisent directement à la relation de proportionnalité  $S_\nu \propto \nu^{5/2}$  indiquant un spectre en réalité plus pentu que  $\propto \nu^{1/3}$  aux basses fréquences jusqu'à ce que le libre parcours moyen  $l$  des photons synchrotron atteigne la dimension de la source. Par analogie à l'astronomie visible, nous nous référerons à la partie *auto-absorbée* du spectre, pour laquelle  $l \ll \Omega$ , comme la région *optiquement épaisse*. Inversement on parle de région du spectre *optiquement mince* lorsque  $l \gg \Omega$ .

Pour ce qui concerne la zone optiquement mince, il est possible de montrer, en faisant intervenir le coefficient d'absorption  $\chi_\nu \propto \kappa B^{(p+2)/2} \nu^{-(p+4)/2}$  et l'équation de transfert radiatif, que le spectre synchrotron émis par la distribution d'électrons a la forme  $S_\nu \propto \nu^{(1-p)/2}$  décrit par l'éq. 3.19. Ces aspects sont mis en évidence en fig. 3.6 où est présentée une superposition de spectres synchrotron absorbés produits par des populations d'électrons de différentes énergies.

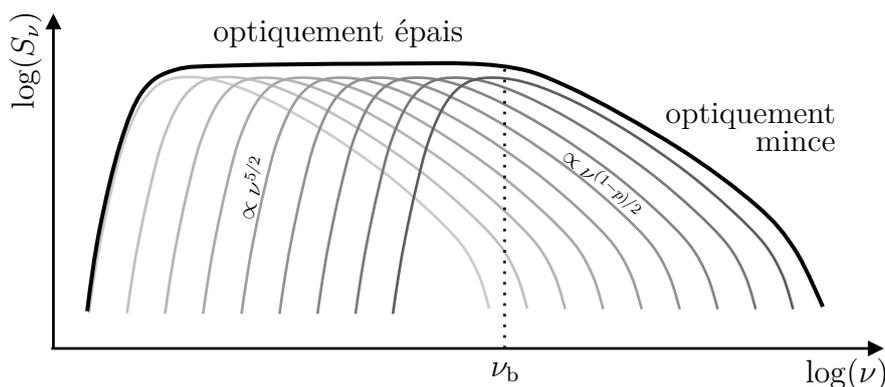
### 3.2.4 Rayonnement synchrotron d'un jet compact

Selon les modèles de type Blandford & Königl (1979) et Falcke & Biermann (1995), un jet compact est assimilé à du plasma en expansion au sein d'un jet supersonique conique de rayon  $r(z) = r_0(z/z_0)$  où  $z$  est l'axe du jet ( $r_0$  et  $z_0$  sont respectivement le rayon et la position de la base du jet). À vitesse  $\gamma_e$  quasi constante, la densité de particule,  $n_e$ , décroît avec le rayon du jet :  $n_e \propto r^{-2}$ . Le champ magnétique toroïdal rencontré est  $B \propto r^{-1} \propto z^{-1}$  par conservation du flux magnétique. Les équations 3.17 et 3.19 notamment, indiquent que le spectre du rayonnement synchrotron est fortement dépendant du champ magnétique.

Le rayonnement du jet peut alors être estimé en imaginant que chaque tranche du jet, d'épaisseur  $dz$  au sein de laquelle  $B$  est constant, émet son propre spectre synchrotron

---

5. À toute intensité spécifique  $I_\nu$  peut être associée la température d'un corps noir possédant la même brillance  $B_\nu$ , définie ici par l'approximation Rayleigh-Jeans de la loi de Planck (valable pour  $h\nu \ll k_B T_e$ ).



**Figure 3.6** – Un jet compact de microquasar peut être décomposé en une succession de tranches dont les spectres synchrotron individuels (en échelles de gris) se superposent. Les régimes optiquement épais et optiquement mince sont indiqués, ainsi que la fréquence de turnover  $\nu_b$  à la transition.

auto-absorbé en conséquence de la compacité de la région émettrice et de l'intensité du champ magnétique. Les électrons à la base du jet étant les plus énergétiques, leur spectre synchrotron pique vers les plus hautes fréquences. Plus on s'éloigne de la base, plus les particules chargées ont subi des pertes énergétiques (à la fois radiatives et adiabatiques <sup>6</sup>) et plus leurs spectres se décalent vers les basses fréquences. Ainsi, le résultat est illustré en fig. 3.6, où, à chaque fréquence est perçue la partie optiquement épaisse du spectre d'une tranche spécifique et  $\nu \propto z^{-1}$ . Ceci se traduit par des observations de spectres globalement plats ou légèrement inversés lors des états durs des microquasars, c'est-à-dire  $S_\nu \propto \nu^{\geq -0.5}$  (e.g., Hjellming & Han 1995 ; Fender 2001).

Ces spectres sont observés à travers l'intégralité de l'échelle de masse des trous noirs accrétants (Körding 2014). Une des principales différences entre les microquasars et les quasars réside dans la fréquence de coupure  $\nu_b$ , aussi appelée *fréquence de turnover*, entre les régimes optiquement épais et minces. Cette dernière est observée à une fréquence beaucoup plus haute dans les microquasars que dans les quasars du fait des différences entre la dimension des régions émettrices et des champs magnétiques rencontrés. Elle se situe généralement dans la gamme infrarouge dans le cas des microquasars (Corbel et al. 2013b).  $\nu_b$  est aussi variable au cours d'une éruption de trou noir accrétant comme cela a par exemple été mesuré pour la source MAXI J1836–194 (Russell et al. 2013).

### 3.3 Émission Compton Inverse

Le mécanisme de rayonnement Compton Inverse (IC) est particulièrement important dans les sources astrophysiques et notamment au sein des binaires X. Ce processus fait référence à la diffusion de photons de basse énergie par des électrons relativistes, leur conférant ainsi une énergie supérieure. Dans le cas de l'émission radio produite majoritairement par effet synchrotron (§3.2), l'effet IC « refroidit » très efficacement les électrons responsables du rayonnement et limite ainsi la température de brillance (éq. 3.20) d'une source synchrotron incohérente à  $T_b \sim 10^{12}$  K.

6. La région d'émission s'étend avec  $z$ .

La diffusion est l'interaction la plus simple entre les photons et les électrons. Deux régimes se distinguent : la diffusion Thomson dans le cas où les photons incidents ont des énergies faibles par rapport à celles des électrons (dans leur référentiel de repos) ; et la diffusion Klein-Nishina lorsque l'énergie des photons devient comparable ou supérieure à  $m_e c^2$  (et pour laquelle on ne peut plus négliger le « recul » de l'électron suite au choc dans les calculs).

### 3.3.1 Régime Thomson

La suite des calculs se place dans le régime Thomson de diffusion dans lequel il est facile de démontrer le gain d'énergie d'un photon, d'énergie initiale  $\xi_0$ , à la suite d'un « rebond » sur un électron de facteur de Lorentz  $\gamma_e$ . Dans le référentiel de l'observateur, la nouvelle énergie du photon est

$$\xi_1 \simeq \xi_0 \frac{1 - \beta \cos \psi_0}{1 - \beta \cos \psi_1}, \quad (3.22)$$

où  $\psi_0$  et  $\psi_1$  sont respectivement les angles d'incidence et de diffusion du photon par rapport à l'électron. Comme cela est instinctif, le maximum de  $\xi_1$  est atteint pour une collision frontale (c'est-à-dire  $\psi_0 = \pi$  et  $\psi_1 = 0$ ) et  $\xi_1 \rightarrow 4\gamma_e^2 \xi_0$ . Inversement, l'énergie minimale est atteinte pour  $\psi_0 = 0$  et  $\psi_1 = \pi$  :  $\xi_1 \rightarrow \xi_0/4\gamma_e^2$ . Dans la limite où  $\gamma_e \gg 1$  l'énergie moyenne diffusée d'une distribution isotrope de photons est :

$$\langle \xi_1 \rangle_{\psi_0} = \frac{4}{3} \gamma_e^2 \xi_0. \quad (3.23)$$

L'amplification de l'énergie en  $\gamma_e^2$  des photons diffusés peut se comprendre qualitativement. La définition d'une quantité sans dimension  $\xi_0 = h\nu/m_e c^2$  (assimilable à l'énergie des photons) est permise en considérant que les photons du champ de rayonnement  $U_{\text{rad}}$  sont monochromatiques par simplicité. Dans le référentiel de repos de l'électron qui traverse le champ de rayonnement, la moitié des photons semble provenir d'en face avec un demi angle de  $1/\gamma_e$  (§3.1.2). Ces photons, dans le référentiel de l'électron, ont des énergies  $\xi'_0 = 2\gamma_e \xi_0$  au maximum pour des collisions parfaitement frontales (transformation de Lorentz inverse de l'éq. 3.5). Après avoir été diffusés dans le régime Thomson, les photons de fréquence  $\xi'_1$  adoptent une distribution isotrope dans  $\mathcal{R}'$ . La seconde transformation de Lorentz vers le référentiel de l'observateur qui perçoit les photons focalisés apporte un nouveau facteur  $\gamma_e$  à l'énergie des photons. S'ils sont diffusés dans l'axe,  $\xi_1 = 2\gamma_e \xi'_1$  et donc  $\xi_1 = 4\gamma_e^2 \xi_0$ .

### 3.3.2 Pertes radiatives d'un électron

Dans le but de déterminer la perte d'énergie d'un électron par diffusion IC sur une population  $n(\xi)$  de photons incidents (d'énergie  $\xi = h\nu$ ), il est nécessaire de déterminer le taux de diffusion. Ce taux dépend bien sûr de la probabilité d'interaction, sous la forme de la section efficace Thomson  $\sigma_T$ , de la vitesse relative entre le photon et l'électron, ainsi que de la direction d'arrivée des particules. Il est alors possible de montrer que la puissance contenue dans le rayonnement diffusé est :

$$dE/dt = \sigma_T c \gamma_e^2 \int (1 - \beta \cos \psi_0)^2 \xi n(\xi) d\xi, \quad (3.24)$$

dont l'expression peut encore se simplifier en supposant que la distribution des photons est isotrope. Le terme dépendant de  $\psi$  peut se moyennner suivant l'angle solide  $\langle (1 - \beta \cos \psi_0)^2 \rangle_\Omega = 1 + \beta^2/3$ . En notant  $U_{\text{rad}} = \int \xi n(\xi) d\xi$  la densité d'énergie de rayonnement (avant la diffusion IC) et en soustrayant la puissance initiale de la distribution de photons,  $\sigma_{\text{T}} c U_{\text{rad}}$ , nous aboutissons au taux de perte d'énergie de l'électron :

$$\boxed{\langle P_{\text{IC}} \rangle_{\psi_0} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \beta^2 \gamma_e^2 U_{\text{rad}}}. \quad (3.25)$$

En comparant cette dernière équation avec son équivalente calculée dans le cas du rayonnement synchrotron (éq. 3.13), une relation simple apparaît entre les pertes radiatives des rayonnements synchrotron et IC (et les luminosités  $L_{\text{syn}}$  et  $L_{\text{IC}}$  associées) :

$$\boxed{\frac{L_{\text{IC}}}{L_{\text{syn}}} = \frac{\langle P_{\text{IC}} \rangle_{\psi_0}}{\langle P_{\text{syn}} \rangle_\theta} = \frac{U_{\text{rad}}}{U_{\text{B}}}}. \quad (3.26)$$

Ainsi, si les électrons relativistes se trouvent dans une région contenant des champs de rayonnement et des champs magnétiques, ils émettent à la fois<sup>7</sup> via la processus synchrotron et IC.

Si le transfert d'énergie du photon sur l'électron n'est plus négligé dans le régime Klein-Nishina, [Blumenthal & Gould \(1970\)](#) ont montré que l'équation 3.25 est modifiée comme :

$$\langle P_{\text{IC}} \rangle_{\psi_0} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \beta^2 \gamma_e^2 U_{\text{rad}} \left[ 1 - \frac{63}{10} \frac{\gamma_e}{m_e c^2} \frac{\langle \xi_0^2 \rangle_{\text{spectre}}}{\langle \xi_0 \rangle_{\text{spectre}}} \right], \quad (3.27)$$

où les  $\langle \xi_0 \rangle_{\text{spectre}}$  désignent la moyenne sur le spectre des photons incidents.

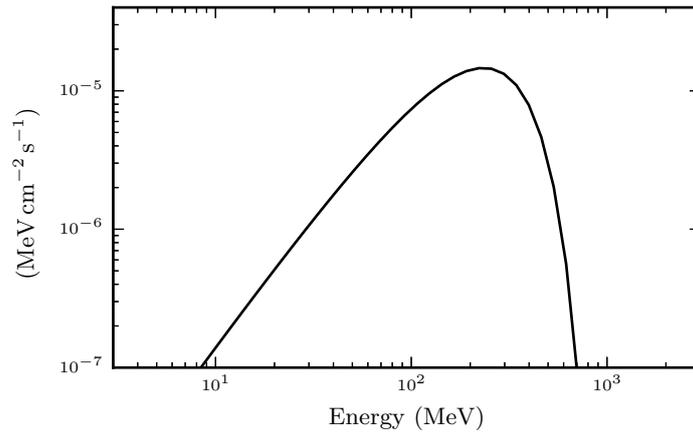
### 3.3.3 Spectre de l'émission Compton Inverse

Toutes les étapes de calculs peuvent être consultées dans les références [Blumenthal & Gould \(1970\)](#) ; [Longair \(1994\)](#). Une population d'électrons distribués selon une loi de puissance (éq. 3.19) est préférée et supposée isotrope dans le référentiel de l'observateur par simplicité.

Les photons incidents sont également supposés isotropes, et par simplicité, monochromatiques. Le spectre de l'émission Compton Inverse est, comme celui du rayonnement synchrotron  $\propto \nu^{-(p-1)/2}$ . Ceci n'est pas une coïncidence et résulte directement de la forme piquée des spectres à une fréquence amplifiée d'un facteur  $\gamma_e^2$  par rapport à la fréquence de départ (éq. 3.16 et 3.23).

Le spectre illustré en fig. 3.7 correspond à une population d'électrons  $N(\gamma)$  sous forme de loi de puissance d'indice  $p = 2$ , typique des distributions produites par des accélérations de type Fermi ([Bell 1978](#)). Des électrons avec des facteurs de Lorentz compris entre  $\gamma_{\text{min}} = 10^{3.3}$  et  $\gamma_{\text{max}} = 10^{3.4}$  (correspondant à des facteurs de Lorentz observés lors des éjections discrètes du microquasar GRS 1915+105, [Mirabel et al. 1998](#)) diffusent des photons thermiques provenant d'une source de température  $\sim 10^5$  K. Un code utilisant les résultats de [Jones \(1968\)](#) a été utilisé pour produire le spectre.

7. Sauf si un des deux mécanismes est inhibé : à basse fréquence les photons sont ré-absorbés par les électrons ; à haute énergie la diffusion dans le régime Klein-Nishina se produit moins fréquemment car la section efficace est plus petite.



**Figure 3.7** – Spectre d'émission Compton Inverse produit par la diffusion de photons d'énergie  $\sim 23$  eV par des électrons distribués suivant une loi de puissance d'indice  $p = 2$  avec des facteurs de Lorentz compris entre  $10^{3.3}$  et  $10^{3.4}$ .

### 3.3.4 Catastrophe Compton

La diffusion Compton Inverse est potentiellement responsable de la production de photons à haute énergie, en rayons X et parfois jusqu'aux rayons  $\gamma$ . Lorsqu'une source d'émission synchrotron est suffisamment compacte, les photons issus de ce rayonnement peuvent également subir la diffusion Compton Inverse. Ce processus est alors désigné comme le rayonnement synchrotron self-Compton, noté SSC. Cependant, si la densité de photons de basse énergie, produits par rayonnement synchrotron, est trop grande, il est possible que ces photons emportent l'énergie des électrons (effet IC) avant que ceux-ci ne rayonnent par synchrotron. Cette limite est connue comme la *catastrophe Compton* (Kellermann & Pauliny-Toth 1969 ; Readhead 1994).

L'équation 3.26 indique un lien étroit entre les pertes énergétiques d'un électron relativiste par effet Compton Inverse ou synchrotron au sein d'un environnement présentant une densité de rayonnement  $U_{\text{rad}}$  et de champ magnétique  $U_B$ . La catastrophe Compton survient lorsque le rapport  $\eta = \langle P_{\text{IC}} \rangle_{\psi_0} / \langle P_{\text{syn}} \rangle_{\theta}$  est plus grand que 1. Dans ce cas précis, les photons radio sont diffusés vers les hautes énergies, rayons X, par le même flux d'électrons relativistes. Comme  $\eta > 1$ , la densité d'énergie contenue dans les rayons X est plus grande que celle des photons radio. Ceci a pour conséquence de favoriser la diffusion des photons X vers les gammes d'énergies  $\gamma$  et implique une perte énergétique des électrons encore plus importante. Ce phénomène se répète à des énergies toujours plus grandes jusqu'à ce que le réservoir d'énergie des leptons s'épuise totalement.

Plus quantitativement, considérons le champ de rayonnement généré par une source compacte émettant un rayonnement synchrotron  $S_\nu$ , tel que défini en équation 3.20. La densité de rayonnement d'une source située à une distance  $D$ , de rayon  $r$  et de luminosité bolométrique  $L_s \sim L_\nu \nu = 4\pi D^2 S_\nu \nu$  est :

$$U_{\text{rad}} = L_s / 4\pi r^2 c = D^2 S_\nu \nu / r^2 c, \quad (3.28)$$

où  $S_\nu \equiv 2\Omega T_B \nu^2 k_B / c^2$ , avec l'angle apparent  $\Omega \sim \theta^2 = r^2 / D^2$ . Le rapport des pertes

radiatives peut donc s'écrire :

$$\eta = \frac{U_{\text{rad}}}{U_{\text{B}}} = \frac{8\pi D^2 S_{\nu} \nu}{B^2 r^2 c} = \frac{16\pi \nu^3 T_{\text{B}} k_{\text{B}}}{B^2 c^3}. \quad (3.29)$$

L'expression du champ magnétique en terme d'observables peut se déterminer à partir de la fréquence critique synchrotron dérivée en §3.2.2. En substituant le facteur de Lorentz par son expression faisant intervenir la température de brillance en éq. 3.21, le champ magnétique est :

$$B = \frac{2\pi m_e}{e} \left( \frac{m_e c^2}{3k_{\text{B}} T_{\text{B}}} \right)^2 \nu. \quad (3.30)$$

En injectant l'équation 3.30 dans 3.29 :

$$\eta = \left( \frac{324e^2 k_{\text{B}}^5}{m_e^6 c^{11}} \right) \nu T_{\text{B}}^5. \quad (3.31)$$

Ainsi, la condition  $\eta > 1$  est remplie si  $T_{\text{B}} > 10^{12} \nu_{\sim 100 \text{ GHz}} \text{ K}$  et aucune source compacte radio ne devrait être observée avec une température de brillance supérieure à  $\sim 10^{12} \text{ K}$ , si le processus d'émission est le rayonnement synchrotron.



Partie **2**

**Instruments et  
méthodes d'analyse**



---

# Fermi Large Area Telescope

---

---

<b>4.1</b>	<b>Observation du ciel à haute énergie</b>	<b>54</b>
4.1.1	Méthodes d'observation	54
4.1.2	Sources d'émission diffuse	55
4.1.3	Sources de rayonnement à haute énergie	58
<b>4.2</b>	<b>Large Area Telescope</b>	<b>60</b>
4.2.1	Objectifs scientifiques	60
4.2.2	Détection des photons par création de paires	61
<b>4.3</b>	<b>Composition du LAT</b>	<b>62</b>
4.3.1	Trajectographe	62
4.3.2	Calorimètre	63
4.3.3	Détecteur d'anti-coïncidences	64
<b>4.4</b>	<b>Performances du LAT</b>	<b>65</b>
4.4.1	Amélioration avec Pass 8	65
4.4.2	Résolution en énergie	66
4.4.3	Surface effective	67
4.4.4	Reconstruction de la direction incidente	68

---

L'ÉTUDE du ciel à haute énergie ( $>10$  MeV) ouvre la voie vers la compréhension des phénomènes les plus violents de l'Univers. Le satellite *Fermi* (anciennement GLAST pour Gamma-ray Large Area Space Telescope, fig. 4.1), lancé le 11 Juin 2008<sup>1</sup>, a succédé au satellite CGRO (Compton Gamma Ray Observatory, arrêté en 2000) après huit années pendant lesquelles le ciel  $\gamma$  ( $\gtrsim$ MeV) est resté inobservé. Ce télescope spatial est doté de performances bien supérieures à tous ses prédécesseurs. Il est en mesure de fournir les informations permettant de comprendre les phénomènes les plus énergétiques de l'Univers, comme les sursauts gamma, les AGNs, les pulsars, etc.

Le satellite a été placé en orbite circulaire à 565 km d'altitude ( $P_{\text{orbit}} \sim 96$  min) par l'agence spatiale américaine NASA grâce à une fusée Delta II depuis le site de Cap Canaveral (Floride, USA). *Fermi* observe en permanence  $\sim 20\%$  du ciel et son intégralité toutes les 3.2 h ce qui en fait un instrument particulièrement adapté à l'étude et au suivi des sources transitoires. Le satellite embarque deux instruments : le LAT (Large Area Telescope, Atwood et al. 2009) et le GBM (Gamma-Ray Burst Monitor, Meegan et al. 2009). Les analyses de rayonnement à haute énergie effectuées dans ce manuscrit traitent uniquement des produits du LAT que je décris dans ce chapitre.

---

1. *Fermi* opère en parallèle du satellite italien AGILE lancé en 2007, sensible de 30 MeV–50 GeV dont la surface efficace est  $\sim 1/16^{\text{e}}$  de celle du LAT.



**Figure 4.1** – Le satellite *Fermi*, en opération depuis le 11 juin 2008. **Crédits** : NASA.

En premier lieu, j’explique les différentes méthodes d’observation du ciel  $\gamma$  en §4.1 et les objets émetteurs, tout en me focalisant sur l’apport de *Fermi* dans la compréhension du comportement à haute énergie de ces sources. La caméra LAT et le principe de détection des photons  $\gamma$  sont décrits en §4.2. Je détaille ensuite les différents instruments composant le LAT en §4.3 avant d’énumérer ses performances en §4.4.

## 4.1 Observation du ciel à haute énergie

L’astronomie  $\gamma$  remonte aux années 1960 bien que l’émission de rayonnement  $\gamma$  par des sources astrophysiques ait été théorisée bien en amont. L’observation de ce rayonnement extrême comporte un certain nombre de particularités dont les grandes lignes sont résumées dans cette section.

### 4.1.1 Méthodes d’observation

Les photons ayant des longueurs d’onde  $<300$  nm, c’est à dire au-delà de la lumière visible et UV, sont presque tous absorbés par les molécules  $O_2$  et  $O_3$  de l’atmosphère terrestre, la rendant donc totalement opaque aux rayonnements électromagnétiques de haute énergie. Avec une couche atmosphérique représentant environ 26 profondeurs d’absorption<sup>2</sup>, seul un satellite est capable de détecter directement ces fréquences.

Les photons  $\gamma \gtrsim \text{MeV}$  sont classés suivant deux domaines : le *domaine du GeV*, ou encore des *Hautes Énergies* (HE), associé à un rayonnement dont l’énergie est comprise entre  $\sim 100$  MeV et  $\sim 100$  GeV et le *domaine du TeV*, nommé aussi *Très Hautes Énergies* (THE), lorsque l’énergie dépasse 100 GeV. Les méthodes d’observation dépendent directement de l’énergie des photons incidents.

Ainsi, il est possible de construire des expériences au sol comme par exemple VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System, USA), HESS (High Energy Stereoscopic System, Namibie), MAGIC (Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov, La Palma Espagne) et bientôt CTA (Cherenkov Telescope Array, La Palma Espagne & Paranal Chili, voir fig. 4.2). Toutes ces expériences se basent sur la détection de la lumière Cherenkov produite par des particules secondaires au sein d’une gerbe

2. Distance parcourue au bout de laquelle une particule perd une fraction  $1/e$  de son énergie.



**Figure 4.2** – Vue d’artiste d’un groupe de télescopes du réseau CTA, répartis sur deux sites : nord (île des Canaries La Palma en Espagne) et sud (Paranal dans le désert d’Atacama au Chili), afin de couvrir l’intégralité du ciel. Ces télescopes mesurent la lumière Cherenkov d’une gerbe de particules afin de déterminer la direction incidente et l’énergie du photon THE l’ayant provoquée. **Crédits** : DESY/Milde Science Comm./Exozet.

électromagnétique, déclenchée après l’interaction du photon THE avec un atome de l’atmosphère. Ce flux de photons du domaine THE est bien trop faible pour qu’un satellite de surface collectrice modeste puisse le mesurer en un temps raisonnable. Les satellites capables de détecter le rayonnement  $\gamma$  HE détectent les photons de manière directe. Il n’est bien sûr pas possible d’utiliser un capteur CCD. À la place, ces détecteurs sont basés sur le principe de conversion de paires dont le fonctionnement est explicité en §4.2.

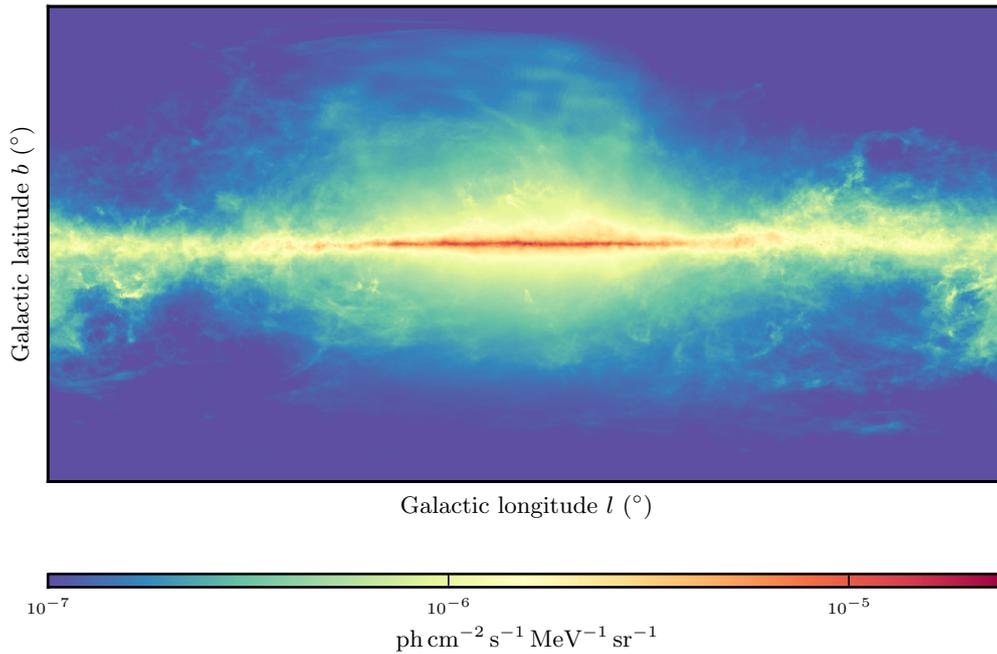
Si les télescopes Cherenkov doivent être situés dans des environnements les plus dépourvus de pollution lumineuse, les satellites à basse orbite doivent faire face au survol de ce que l’on appelle l’Anomalie Sud Atlantique (SAA, South Atlantic Anomaly). Cette anomalie magnétique est due, d’une part, au décalage d’environ  $11^\circ$  entre l’orientation de l’axe magnétique et de l’axe de rotation de la Terre ; d’autre part, à la translation du centre de l’axe magnétique d’environ 450 km par rapport à celui de l’axe de rotation. La combinaison de ces deux effets implique que la Ceinture de Van Allen<sup>3</sup> est plus proche de la partie sud de l’Atlantique et plus éloignée dans la partie opposée : le nord du Pacifique. Une des conséquences de cette anomalie est le taux de rayonnement bien plus important que la normale rencontré par les satellites en orbite basse lorsqu’ils survolent cette région. Pour éviter tout dysfonctionnement de l’instrument, et prolonger sa durée de vie, le LAT est désactivé lors de son passage par la SAA (Abdo et al. 2009a). Il reste possible de sélectionner les données du LAT de sorte à ce qu’elles ne soient pas enregistrées lorsque le satellite se trouve à proximité de cette zone (voir §5.1).

#### 4.1.2 Sources d’émission diffuse

##### Voie Lactée

La Voie Lactée représente la source d’émission principale des photons reçus par le LAT ( $\sim 80\%$ ). Les rayons cosmiques, via leurs interactions avec le gaz interstellaire et les champs de photons, sont à l’origine de ce rayonnement. En effet, ils sont capables de

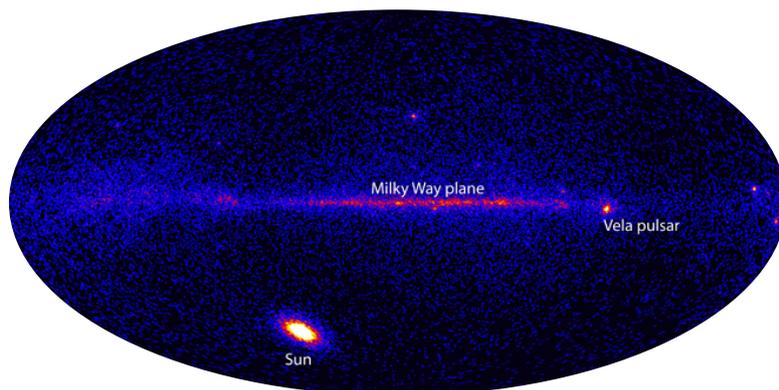
3. La ceinture de Van Allen, est une zone toroïdale de la magnétosphère de la Terre entourant l’équateur magnétique et contenant une grande densité de particules énergétiques.



**Figure 4.3** – Carte du modèle de l’émission  $\gamma$  diffuse Galactique (Acero et al. 2016a), échantillonné sur une grille dont les pixels ont une dimension de  $0^\circ.125$ . Ce modèle, `gll_iem_v06`, est valide de  $\sim 60$  MeV à  $\sim 500$  GeV. Les analyses présentées se limitent néanmoins à des énergies supérieures à 100 MeV. En dessous de ce seuil, l’aire effective dépend énormément de l’énergie et la résolution en énergie n’est pas optimale ( $\Delta E/E > 20\%$ , §4.4.2).

produire une émission  $\gamma$  par le biais de plusieurs mécanismes (Aharonian & Atoyan 2000). La partie basse de la bande passante énergétique du LAT est dominée par les processus électroniques comme l’effet bremsstrahlung et l’effet de diffusion Compton Inverse de la lumière ambiante (le fond diffus cosmologique) par les électrons du rayonnement cosmique. Autrement, les processus hadroniques sont majoritaires sur le reste de la plage de sensibilité de l’instrument. Les collisions inélastiques entre les rayons cosmiques constitués de protons à haute énergie et les noyaux du gaz interstellaire peuvent produire des pions. Les particules  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  et  $\pi^0$  sont produites dans des proportions plus ou moins égales. Parmi elles, le pion  $\pi^0$  décroît rapidement, avec un rapport d’embranchement de 98.8%, en deux photons  $\gamma$  dont le spectre dépend de celui de la particule-mère et de la section efficace de collision inélastique (Abdo et al. 2009d).

La caractérisation de cette émission se révèle primordiale afin d’étudier les sources d’intensité largement plus faible comme celles présentées dans ce manuscrit (chapitres 8, 9 et 10). Un modèle d’émission diffuse Galactique est élaboré (Acero et al. 2016a) et constamment affiné par la Collaboration *Fermi*/LAT. La dernière version en date utilisée dans les présentes analyses est `gll_iem_v06`, dont l’emploi est détaillé au chapitre 5. Le modèle, illustré en fig. 4.3, est construit selon une combinaison linéaire des cartes de CO et de HI et des cartes de poussière interstellaire observée en infrarouge. Ces cartes représentent des traceurs du gaz interstellaire, d’où est émis le rayonnement  $\gamma$  dû à la décroissance des pions  $\pi^0$  et à l’émission bremsstrahlung. À ceci s’ajoute la répartition de l’émission Compton Inverse des électrons cosmiques relativistes sur les champs de rayonnement interstellaires (Moskalenko & Strong 1998).



**Figure 4.4** – Image du ciel aux énergies  $>100$  MeV vu par *Fermi*/LAT le 7 mars 2012. Une éruption solaire de classe X5.4 est clairement distinguable. Son flux est environ 1000 fois supérieur à l’émission normale du Soleil et surpasse même le pulsar Vela, la source la plus brillante en rayons  $\gamma$ . **Crédits** : NASA/DOE/*Fermi*/LAT Collaboration.

### Fond diffus isotrope

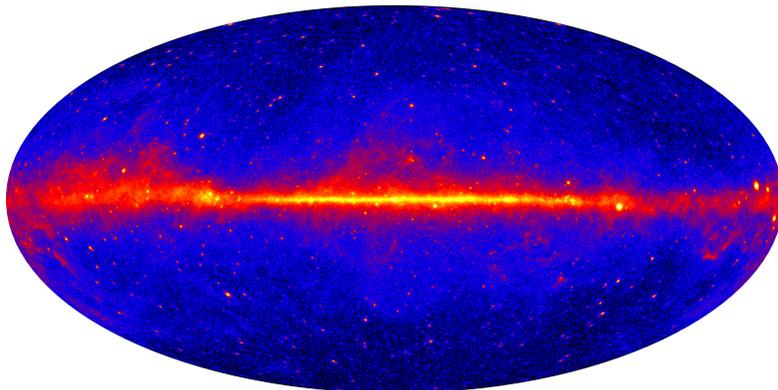
Le modèle d’émission  $\gamma$  en provenance des structures connues de la Galaxie ne parvient pas à expliquer une deuxième composante diffuse, isotrope (Abdo et al. 2010a). Un modèle d’émission est ainsi dérivé et utilisé lors des analyses des données du LAT (`iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt`, voir le chapitre 5). Il est construit grâce à un ajustement spectral sur l’intégralité du ciel à des latitudes Galactiques  $|b| > 30^\circ$  incluant à la fois l’émission extragalactique non résolue, et les résidus de l’émission en provenance de particules chargées comme des électrons, pris à tort pour des photons  $\gamma$ . L’émission  $\gamma$  extragalactique proviendrait des noyaux actifs de galaxies, et des galaxies à fort taux de formation d’étoiles. Il est aussi possible que l’annihilation de particules de matière noire dans le halo de la Voie Lactée contribue à ce fond diffus (Di Mauro & Donato 2015).

### Soleil & Lune

Le Soleil, même dans ses phases d’activité les moins intenses, et la Lune sont également des sources d’émission  $\gamma$  considérables (Abdo et al. 2011). Les électrons cosmiques diffusent les photons du champ de rayonnement solaire par effet Compton Inverse et produisent une émission haute énergie angulairement étendue sur plusieurs degrés. Lors des éruptions solaires, la luminosité  $\gamma$  de notre étoile s’accroît brutalement dans les données du LAT et surpasse parfois les sources Galactiques les plus intenses comme on peut le voir sur la figure 4.4. L’émission  $\gamma$  de la Lune n’est pas étendue. Son orbite est quelque peu inclinée par rapport au plan de l’écliptique et elle se déplace sur une plus grande portion de ciel, de sorte que son rayonnement moyenné sur le temps, apparaisse diffus. La production de rayons  $\gamma$  lunaires est due à l’interaction des protons et des noyaux d’hélium du rayonnement cosmique avec la surface de la Lune (Ackermann et al. 2016a).

---

4. Voir aussi <https://svs.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/details.cgi?aid=11342> pour une comparaison des données *Fermi*/LAT après un et cinq ans d’opération.



**Figure 4.5** – Carte du ciel  $>1$  GeV vu par *Fermi*/LAT après 60 mois d’opération<sup>4</sup>. L’émission dominante provient du plan Galactique où les rayons cosmiques interagissent avec le gaz et les champs de rayonnement interstellaire. **Crédits** : NASA/DOE/*Fermi* LAT Collaboration.

### Limbe de la Terre

Le limbe de la Terre (couche extérieure d’atmosphère observée depuis l’espace) représente également une source intense d’émission de rayons  $\gamma$  via les collisions des rayons cosmiques en incidence rasante avec la matière atmosphérique (Abdo et al. 2009b). Compte tenu de l’orbite de *Fermi*, le limbe est visible à un angle de  $\sim 112^\circ$  du zénith (voir §5.1.1). Le satellite effectue un balayage du ciel en alternant les pointés vers les pôles nord et sud de la Terre à chaque orbite de 96 min. La PSF du LAT étant large à basse énergie (quelques centaines de MeV, Ackermann et al. 2012), il est possible qu’une partie des données soit affectée par l’émission en provenance du limbe de la Terre. C’est pourquoi les analyses *Fermi*/LAT de ce manuscrit se limitent à des angles du zénith inférieurs à  $90^\circ$ .

#### 4.1.3 Sources de rayonnement à haute énergie

Depuis son lancement en 2008, *Fermi*/LAT a détecté et catalogué des milliers de sources de rayonnement  $\gamma$  (Acero et al. 2015). En plus des sources d’émission diffuse précédemment décrites, il existe une large diversité d’objets rayonnant dans cette gamme d’énergie. En prêtant attention à la figure 4.5, la distinction d’un grand nombre de sources ponctuelles est aisée. Elles sont soit concentrées dans le plan Galactique, soit réparties de manière isotrope sur la totalité du ciel.

On y distingue (d’après le catalogue Acero et al. 2015, contenant 3033 sources détectées à  $\geq 5\sigma$ ) :

- **AGNs** : les noyaux actifs de galaxies comptent pour la plus grande population des sources *Fermi*/LAT. Leur répartition est, bien sûr, isotrope et, 71% des sources situées à  $|b| > 10^\circ$  sont associées à des AGNs (pour un total de 1591 fermement identifiés, listés dans le troisième catalogue des noyaux actifs de galaxies détectés par le LAT, Ackermann et al. 2015b). Ces systèmes abritent des trous noirs supermassifs (plusieurs millions de  $M_\odot$ ) accréant de la matière sous la forme d’un disque d’accrétion et émettant de puissants jets collimatés, sièges de l’émission  $\gamma$ .
- **Galaxies à flambée de formation d’étoiles** : les rayons  $\gamma$  en provenance des galaxies « normales » (par opposition aux AGNs) sont issus des mêmes processus

que ceux ayant cours au sein de la Voie Lactée (§4.1.2). Bien que nombreuses, le flux de ces galaxies est relativement faible. Les plus brillantes sont celles à grand taux de formation d'étoiles (typiquement entre 0.1 et  $10^3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , [Sargsyan & Weedman 2009](#)) qui présentent les plus grandes densités de gaz.

- **Amas globulaires** : les amas globulaires font partie des plus anciennes entités de la Galaxie et peuvent être observés en rayons  $\gamma$  grâce à une population importante de pulsars millisecondes dont les émissions cumulées peuvent atteindre un niveau suffisant pour être détectées par le LAT (e.g., [Abdo et al. 2009c](#)).
- **Pulsars** : consécutivement à la mort d'une étoile massive de la séquence principale, une étoile à neutrons en rotation rapide présentant des champs magnétiques extrêmes peut se former. Cet objet compact émet des faisceaux collimatés de particules relativistes pouvant donner naissance à des photons  $\gamma$  par rayonnement de courbure, rayonnement synchrotron ou diffusion Compton Inverse. Leur émission pulsée est une signature caractéristique des pulsars et permet une identification précise. La sensibilité de *Fermi* a permis d'accroître considérablement la population connue de pulsars  $\gamma$  ([Abdo et al. 2013](#)) qui compte, à ce jour, 205 objets identifiés<sup>5</sup> contre 6 avant le lancement de *Fermi*.
- **Nébuleuses à vent de pulsar** : ces nébuleuses sont conditionnées par les vents de particules générés par l'émission d'un pulsar. L'accélération de particules donnant lieu à une émission à haute énergie ([Acero et al. 2013](#)) suit les mêmes processus que les restes de supernovæ décrits par la suite.
- **Restes de supernovæ** : lorsqu'une étoile explose en supernova, les couches stellaires externes sont expulsées, formant ainsi des zones de choc. Les particules chargées peuvent être accélérées au niveau de ces chocs, via les mécanismes de Fermi (gains d'énergie à chaque réflexion à travers les ondes de choc). Ces restes de supernovæ peuvent même accélérer des hadrons et donner lieu à un rayonnement  $\gamma$  par décroissance de pions  $\pi^0$  ([Acero et al. 2016b](#)).
- **Novæ** : une nova fait référence à une explosion thermonucléaire à la surface d'une naine blanche accrétant de la matière en provenance d'une étoile compagnon. V407 Cygni fut la première nova détectée à plus de 100 MeV ([Abdo et al. 2010b](#)). Elle appartient à la classe des binaires symbiotiques. L'émission  $\gamma$  est produite lorsque l'onde de choc de l'explosion s'étend et interagit au sein du vent émis par sa compagne géante rouge. Dans les novæ classiques, les particules énergétiques sont produites dans des chocs internes ou bien au niveau de l'interaction entre les éjectas et le milieu interstellaire ([Ackermann et al. 2014a](#)).
- **Binaires** : les systèmes binaires, principaux objets étudiés dans ce manuscrit, peuvent aussi être détectés dans la gamme 0.1–100 GeV. On distingue les binaires  $\gamma$  dont le spectre d'émission est dominé par les composantes à plus de 1 MeV (par exemple LS I +61°303, 1FGL J1018.6–5856, LS 5039, PSR B1259–63 et HESS J0632+057, [Dubus 2013](#)) des binaires X (chapitre 1). Peu de binaires X ont été détectées en rayons  $\gamma$  de haute énergie. Le microquasar Cygnus X–3, revu plus en détail au chapitre 8, présente des sursauts réguliers d'émission  $\gamma$  intimement liés à des éruptions radio (e.g., [Fermi LAT Collaboration et al. 2009](#) ; [Corbel et al. 2012](#) ; [Loh et al. 2016b](#)). Cygnus X–1 a fait l'objet d'intenses études

---

5. La liste mise à jour des pulsars détectés par *Fermi* et leurs éphémérides se trouvent sur le Science Support Center : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/ephems/>.

**Table 4.1** – Caractéristiques du Large Area Telescope (Atwood et al. 2009).

Paramètre	Valeur ou Gamme
Gamme d'énergie	0.02–300 GeV
Résolution en énergie	~10% à 1 GeV
Précision de datation	<10 $\mu$ s
Aire Effective $A_{\text{eff}}$ à incidence normale	~9500 cm <sup>2</sup>
PSF	0.7° à 1 GeV
Champ de vue	2.4 sr
Consommation électrique	650 W
Poids	2789 kg

visant à prouver sa capacité à émettre des rayons  $\gamma$  et les indices semblent indiquer une émission à haute énergie lors des états dits durs de la source, alors que des jets compacts sont présents (Bodaghee et al. 2013 ; Malyshev et al. 2013 ; Zanin et al. 2016 ; Zdziarski et al. 2016). Enfin, le microquasar V404 Cygni a été récemment détecté par *Fermi*/LAT lors d'un sursaut exceptionnel en juin 2015 (Loh et al. 2016a) dont l'étude fait l'objet du chapitre 10.

## 4.2 Large Area Telescope

Le satellite *Fermi* possède des performances inégalées comparativement aux autres observatoires  $\gamma$  de sa catégorie (notamment AGILE lancé par l'agence spatiale italienne en avril 2007, Tavani et al. 2008). Les deux instruments à son bord couvrent huit ordres de grandeur en énergie et surveillent le ciel en permanence, donnant ainsi la possibilité de répondre rapidement aux alertes liées aux évènements transitoires (aussi bien lors de sursauts de binaires que lors de la détermination d'une éventuelle contrepartie à la détection de neutrinos ou d'ondes gravitationnelles, Ackermann et al. 2016b).

La caméra LAT (Large Area Telescope, Atwood et al. 2009), instrument principal de la mission *Fermi*, peut détecter les photons  $\gamma$  d'une énergie comprise entre 20 MeV et 300 GeV. Elle est >30 fois plus sensible à basse énergie que son instrument prédécesseur EGRET embarqué à bord du CGRO lancé en 1991 (McEnery et al. 2004). Sous 10 GeV, la sensibilité du LAT est au moins supérieure de un à deux ordres de grandeur par rapport à celle d'EGRET (Abdo et al. 2009a). La caméra a été élaborée par une collaboration internationale regroupant des équipes françaises, italiennes, japonaises, suédoises et américaines. Le LAT a une masse de 2789 kg pour une surface géométrique d'environ 1 m<sup>2</sup>. Sa consommation d'énergie est limitée à 650 W car le satellite n'est pourvu que de panneaux solaires et de batteries. Les principales caractéristiques de cet instrument sont résumées en table 4.1.

### 4.2.1 Objectifs scientifiques

Le LAT a été développé pour répondre à plusieurs grandes questions et notamment (Atwood et al. 2009) :

- déterminer la nature des sources  $\gamma$  non-identifiées et les origines de l'émission diffuse, révélées par l'instrument EGRET à bord du CGRO ;

- mesurer la composante isotrope de fond diffus  $\gamma$  jusqu'au TeV ;
- répertorier et identifier des milliers de sources haute énergie, sur toute la sphère céleste, dans un catalogue, les localiser avec une précision de 0.3–2' et mesurer leurs spectres ;
- comprendre les mécanismes de l'accélération des particules à l'œuvre dans les sources célestes, notamment dans les noyaux actifs de galaxie, les pulsars, les restes de supernovæ, le Soleil et les sources transitoires (les binaires  $\gamma$  et les microquasars) ;
- comprendre les comportements à haute énergie des sursauts gamma et des sources transitoires grâce à des notifications rapides de détection ;
- utiliser les observations  $\gamma$  pour la recherche de la matière noire ;
- utiliser les rayons  $\gamma$  pour contraindre les modèles d'évolution de l'Univers et des sources haute énergie lointaines (à un *redshift*  $z \geq 6$ ).

### 4.2.2 Détection des photons par création de paires

À la différence des plus grandes longueurs d'onde, les photons  $\gamma$  de haute énergie ne peuvent pas être réfléchis ou réfractés. Ils sont détectés lors de leur conversion en paire électron/positron ( $e^+/e^-$ , fig. 4.6) grâce à leur propriété d'interaction avec la matière. Le LAT mesure alors la trace de ces leptons grâce à son trajectographe (§4.3.1) et l'énergie des particules dans le calorimètre (§4.3.2) pour remonter aux propriétés du photon incident (direction et énergie).

Les photons d'énergie  $>100$  MeV interagissent de manière quasiment exclusive à travers le processus de conversion de paires :  $\gamma + X \rightarrow X + e^+ + e^-$ . Le photon  $\gamma$  disparaît et il est donc impossible de le détecter directement. Le mécanisme de production de paires ne peut se produire dans le vide, il est nécessaire d'avoir un champ de Coulomb, comme au voisinage d'un noyau atomique  $X$ , qui absorbe une partie de l'impulsion. Le photon (d'énergie  $h\nu$ ) donnant naissance à la paire de leptons (d'énergies cinétiques  $E_c^+$  et  $E_c^-$ ) doit au moins avoir une énergie égale à la somme des énergies des particules secondaires, c'est à dire  $2m_e c^2 = 2 \times 511 \text{ keV} = 1.022 \text{ MeV}$ . L'équation de conservation d'énergie pour la création de paires s'écrit donc :

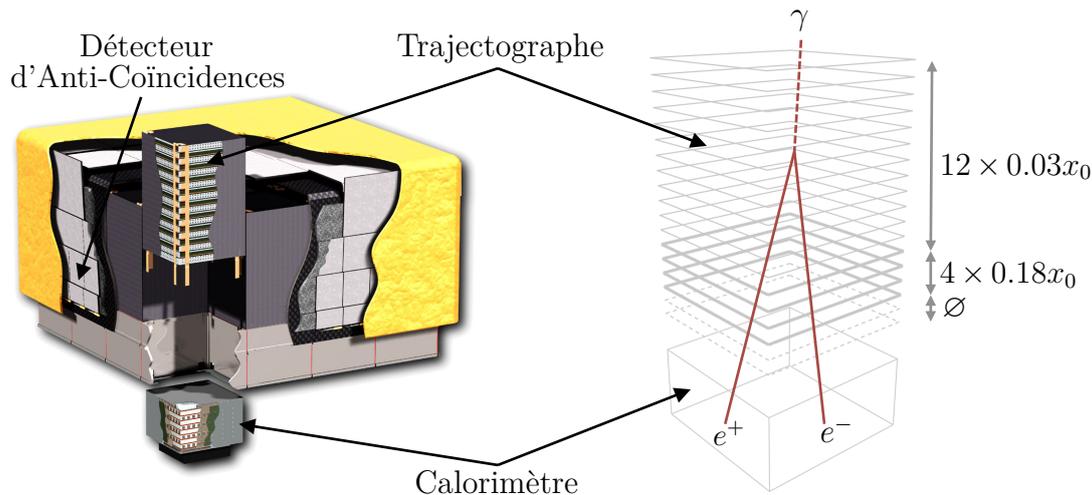
$$h\nu = 2m_e c^2 + E_c^+ + E_c^- . \quad (4.1)$$

La section efficace de création de paires  $\sigma_n$  a été calculée par [Davies et al. \(1954\)](#). On en donne ici une version simplifiée, regroupant les constantes sous les termes  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\xi$  :

$$\begin{cases} \sigma_n = \alpha Z^2 [\ln(2h\nu/m_e c^2) - \beta] & \text{sans écrantage} \\ \sigma_n = \alpha Z^2 [\ln(183 Z^{1/3}) - \xi] & \text{avec écrantage} \end{cases} \quad (4.2)$$

Les équations 4.2 indiquent que la probabilité d'interaction du rayon  $\gamma$  avec un champ de Coulomb nucléaire augmente avec  $Z$  (le numéro atomique), et aussi avec l'énergie du photon incident dans le cas où le processus s'opère sans écrantage des électrons<sup>6</sup>. Le choix du matériau est donc crucial et l'emploi du Tungstène dans le cas du LAT (voir aussi §4.3.1) sert à optimiser la probabilité de détection du photon  $\gamma$  sur l'épaisseur traversée dans le télescope.

6. Le champ électrique des électrons atténue celui du noyau, ce processus est appelé l'écrantage.



**Figure 4.6** – Schéma de la composition du LAT. La caméra est constituée de 16 tours comprenant chacune un trajectographe (dans lequel le photon  $\gamma$  se convertit en paires  $e^+/e^-$  et les paires sont suivies) et un calorimètre (où l'énergie des paires est mesurée). Un détecteur d'anti-coïncidences entoure ce système afin de rejeter les événements liés au bruit de fond. **Crédits** : utilisation d'images de la NASA et [Ackermann et al. \(2012\)](#).

### 4.3 Composition du LAT

Le LAT est situé sur la partie supérieure de *Fermi*, c'est un télescope à conversion de paires composé de trois détecteurs : un trajectographe/convertisseur (§4.3.1), un calorimètre (§4.3.2) et un détecteur d'anti-coïncidences (§4.3.3) segmenté, recouvrant le trajectographe et toute l'électronique d'acquisition nécessaire. En plus de ces trois détecteurs, un système de filtrage et d'acquisition des données sélectionne et enregistre les événements correspondant aux rayons  $\gamma$  les plus probables pour une transmission vers le sol. La caméra observe environ 85% du temps. Elle est désactivée lors de son passage au niveau de la SAA (§4.1.1). Son rapport hauteur/largeur de 0.4 lui assure un large champ de vue d'environ 2.4 sr (qui dépend de l'énergie, voir fig. 33 de [Ackermann et al. 2012](#)).

#### 4.3.1 Trajectographe

Le trajectographe du LAT ([Atwood et al. 2009](#)) est mandaté pour deux missions fondamentales : la première est de convertir le photon  $\gamma$  incident en une paire électron-positron  $e^+/e^-$  (§4.2.2) et la deuxième est celle d'enregistrer le passage de la paire, déterminant ainsi la direction initiale d'arrivée du photon. À la différence d'EGRET, la technologie employée dans la construction de *Fermi* privilégie l'emploi de semi-conducteurs plutôt que de chambres à étincelles remplies de gaz, propices à des fuites pouvant entraîner une diminution drastique de la durée de vie de l'instrument.

Le photon  $\gamma$  incident se convertit en une paire  $e^+/e^-$  par interaction dans le champ de Coulomb d'un atome. La probabilité d'une telle interaction peut être augmentée en utilisant un matériau à grand numéro atomique  $Z$  comme décrit en §4.2.2. Dans le cas de la caméra LAT, le choix a été fait d'utiliser du Tungstène ( $Z = 74$ ) réparti sous

forme de plaques à chaque étage du trajectographe, le tout maintenu sur une structure en Carbone. L'épaisseur de ces plaques est évidemment déterminante dans l'efficacité de conversion du photon. Il est tentant de choisir des épaisseurs conséquentes pour assurer la détection de tous les rayons  $\gamma$  arrivant sur la caméra mais l'épaisseur des couches de Tungstène impacte directement la précision de mesure. La détection de la paire de leptons se fait grâce à une succession de plaques de silicium (appelées SSD pour Silicon Strip Detector). Chaque étage du trajectographe, qui en contient 18 (fig. 4.6), se compose de deux plateaux SSD orientés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre. La connaissance de la position en hauteur  $z$  du plateau touché, ainsi que celle des directions  $x$  et  $y$  dans le plan horizontal, permet de déterminer la trajectoire des particules chargées dans l'instrument.

L'épaisseur des plaques de Tungstène insérées à chaque étage du module du trajectographe conditionne la précision de mesure des particules chargées et donc la PSF du télescope. Un compromis a ainsi été élaboré pour le LAT dont on peut voir une représentation schématique en fig. 4.6. En commençant par le haut, au plus loin du calorimètre :

- les 12 premiers plateaux possèdent des couches de Tungstène relativement minces d'environ 3% de la profondeur d'absorption<sup>7</sup> du Tungstène  $x_0$  (équivalent à environ 0.03 cm d'épaisseur), pour optimiser la reconstruction de la PSF à basse énergie. Les photons convertis dans ces couches sont marqués FRONT.
- Les 4 plateaux suivants, pour lesquels les photons sont qualifiés de BACK, possèdent une épaisseur de Tungstène plus importante :  $0.18x_0$  ce qui équivaut à environ 0.072 cm. Cette plus grande épaisseur améliore la surface effective pour la conversion de photons de plus haute énergie et augmente la statistique à basse énergie (éq. 4.2).
- Les deux derniers plateaux ne contiennent pas de Tungstène car ils ne peuvent reconstruire la trace et estimer la direction des particules incidentes de manière correcte et servent seulement à mesurer le passage des leptons.

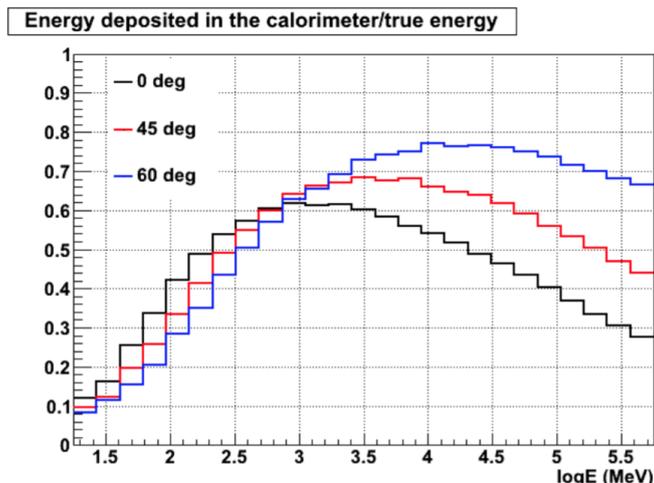
Le trajectographe représente au total une distance d'interaction équivalente à  $1.5x_0$ . Pour plus de détails sur son fonctionnement et ses performances, voir [Atwood et al. \(2007\)](#).

### 4.3.2 Calorimètre

Le calorimètre du LAT ([Atwood et al. 2009](#)) de design hodoscopique<sup>8</sup>, est conçu pour mesurer l'énergie déposée par la paire  $e^+/e^-$  afin de remonter à l'énergie du photon  $\gamma$  incident ; et d'imager le profil de la gerbe afin de discriminer les vrais événements par rapport au bruit de fond (fig. 4.7). Chaque module du LAT contient un calorimètre sous le trajectographe (fig. 4.6). Cet instrument est constitué de 8 couches contenant chacune 12 cristaux de Iodure de Césium (CsI) dopé au Thallium sous forme de barreaux de dimensions 2.7 cm  $\times$  2.0 cm  $\times$  32.6 cm, répartis sur toute la surface. Tout comme celles du trajectographe, chaque couche est positionnée à 90° par rapport à celle du dessus.

7. La profondeur d'absorption est la distance parcourue par une particule de haute énergie, au bout de laquelle cette particule perd une fraction  $1/e$  de son flux :  $x_0 = 716.4 A / [\rho Z (Z + 1) \ln(287/Z^{1/2})]$  g cm<sup>-2</sup> ([Eidelman et al. 2004](#)) où  $Z$  et  $A$  sont respectivement le numéro atomique et le nombre de masse du matériau.

8. Les instruments dits hodoscopiques sont caractérisés par leur structure élaborée à partir de plusieurs segments. Les combinaisons de ces segments enregistrent le passage des particules chargées.



**Figure 4.7** – Fraction d'énergie déposée dans le calorimètre par rapport à l'énergie réelle. Pour des photons  $E < 1$  GeV, une grande partie de l'énergie est directement déposée dans le trajectographe et n'atteint pas le calorimètre. À plus haute énergie, les pertes dans le trajectographe deviennent plus faibles que les fuites du calorimètre. Il est donc important d'imager les gerbes pour en déduire l'énergie du photon incident. **Crédits** : Carmelo Sgrò, *The Calorimeter of the Fermi Large Area Telescope*, 25 avril 2013, CHEF 2013.

Les cristaux de CsI sont des scintillateurs, c'est-à-dire un matériau qui émet de la lumière visible suite à l'absorption d'un rayonnement ionisant. La lumière produite par ces cristaux scintillateurs lors du passage des particules est collectée par deux photodiodes placées à chaque extrémité de chaque barreau. La photo-diode la plus large, de surface  $147 \text{ mm}^2$ , permet de mesurer des dépôts d'énergie entre 2 MeV et 1.6 GeV. La plus petite, de surface  $25 \text{ mm}^2$ , est sensible entre 0.1–70 GeV. La position de l'interaction de la particule au niveau du barreau est déterminée par la comparaison de l'intensité lumineuse reçue par les deux diodes. Les surfaces des cristaux ont été traitées pour produire une lumière de scintillation dont l'intensité décroît de façon monotone au fur et à mesure de l'éloignement des photo-diodes (Ackermann et al. 2012). De cette manière, il est possible de réaliser une image de la gerbe électromagnétique. Ce calorimètre permet donc une excellente reconstruction en énergie (§4.4.2). Le calorimètre est équivalent à une épaisseur de  $8.6x_{0, \text{CsI}}$  ce qui n'est pas suffisant pour contenir les gerbes les plus énergétiques et limite donc la plage de sensibilité en énergie du LAT. Le calorimètre est détaillé dans Grove & Johnson (2010).

### 4.3.3 Détecteur d'anti-coïncidences

Afin de proposer des produits d'une qualité optimale, la caméra doit posséder un système permettant de rejeter les événements liés au bruit de fond, notamment dû aux rayons cosmiques, dans lequel évolue le satellite. La 3<sup>e</sup> sous-composante du LAT est un détecteur d'anti-coïncidences (ACD, AntiCoincidences Detector) et relève d'une importance toute particulière dans l'identification des rayons cosmiques chargés entrant dans la caméra. Les détails concernant cet instrument sont spécifiés dans Moiseev et al. (2007) et Atwood et al. (2009).

Le module d'anti-coïncidences se compose de 25 tuiles de scintillateurs plastiques

situées sur la partie haute du LAT et 16 carreaux recouvrant les 4 côtés. La surface géométrique de ces plaques, selon leur disposition, est comprise entre 561 et 2650 cm<sup>2</sup> et 10 à 12 mm en épaisseur. L'agencement du détecteur d'anti-coïncidences permet de rejeter les particules chargées entrant dans la caméra avec une efficacité >99.97%. Contrairement à la détection d'un photon  $\gamma$  dont le principe a été décrit précédemment, la particule chargée dépose de l'énergie dans l'ACD. La détection de ce dépôt, en coïncidence avec la détection dans le module du trajectographe et du calorimètre permet au système de rejeter la détection d'un tel évènement.

La deuxième propriété de ce détecteur est de limiter le phénomène de *backsplash* (Moiseev et al. 2004). Comme indiqué en §4.3.2 et fig. 4.7, les paires  $e^+/e^-$  créées par les photons les plus énergétiques (> GeV) sont susceptibles de ressortir du LAT sans interagir dans le calorimètre. Il est alors possible qu'elles déposent leur énergie dans l'ACD, imitant ainsi la signature des rayons cosmiques. La structure en tuiles segmentées du détecteur d'anti-coïncidences permet de connaître la provenance des électrons et ainsi de réduire le taux de rejet à haute énergie qui affectait tant la sensibilité d'EGRET (Ackermann et al. 2012). Grâce à ce principe, l'ACD rejette moins de 20% des photons à 300 GeV.

## 4.4 Performances du LAT

Les performances du LAT sont continuellement analysées<sup>9</sup>. Dans cette section et dans le cadre de la nouvelle version d'analyse des évènements (§4.4.1), les principales caractéristiques de la caméra sont présentées : résolution en énergie §4.4.2, surface effective §4.4.3, fonction d'étalement de point §4.4.4.

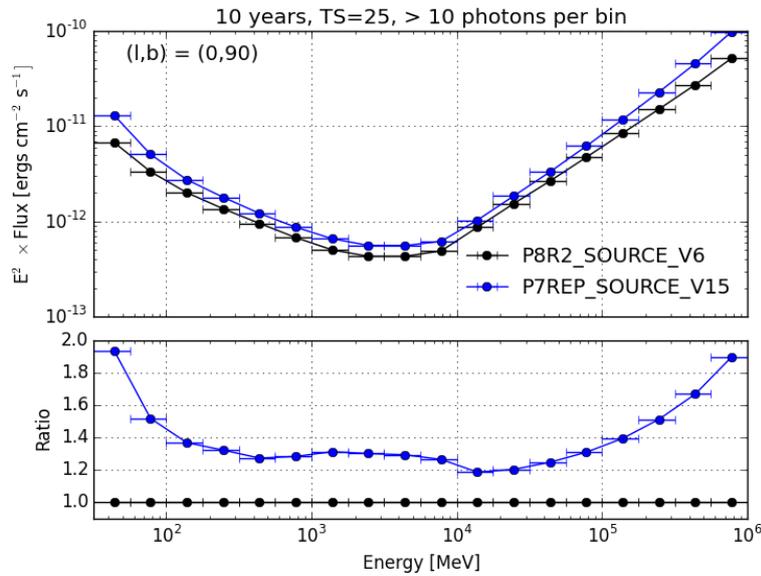
### 4.4.1 Amélioration avec Pass 8

Avant même le lancement de *Fermi* en 2008, plusieurs itérations de développement de la structure d'analyse des évènements enregistrés par le LAT, appelées « Pass », se sont succédées. Pass 6 fut la version lancée avec la mise en orbite du satellite. Elle fut suivie par Pass 7 en 2011 (et modifiée quelques années après sous le terme de réponse instrumentale P7REP\_SOURCE\_V15). Se référer à Ackermann et al. (2012) pour de plus amples détails.

Plusieurs opérations d'analyse ont été identifiées comme potentiellement améliorables à travers différents domaines de traitement des évènements : les simulations Monte Carlo du détecteur, la reconstruction des évènements et la discrimination des détections liées au bruit de fond. Ces améliorations ont été implémentées par la Collaboration *Fermi*/LAT dans le cadre de la dernière version en date : Pass 8 (Atwood et al. 2013). La reconstruction et la classification des évènements ont été entièrement revues. Grâce aux données accumulées depuis le lancement de *Fermi*, les évènements du bruit de fond peuvent être rejetés plus efficacement que précédemment.

La figure 4.8 illustre une des nombreuses améliorations entre les versions successives Pass 7 P7REP\_SOURCE\_V15 et Pass 8 P8R2\_SOURCE\_V6. La sensibilité du LAT, principalement aux extrémités de la bande passante en énergie, a gagné jusqu'à un facteur 2 dans

9. Les dernières versions des performances du LAT (notamment les figures 4.8, 4.9, 4.10 et 4.11) sont disponibles sur le site [https://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat\\_Performance.htm](https://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm).



**Figure 4.8** – Courbes de sensibilité estimées pour la détection d’une source ponctuelle à  $TS = 25$  ( $\sim 5\sigma$ ), située au pôle nord Galactique (proche de DG CVn, chapitre 9), possédant un spectre en loi de puissance d’indice 2 (§5.2.1) entre 31.6 MeV et 1 TeV. Un arrière fond uniforme est supposé pour le calcul et les données reconstruites selon la version P7REP\_SOURCE\_V15 (courbe bleue) ou P8R2\_SOURCE\_V6 (la dernière en date) sont comparées. Leur rapport est présenté dans le panneau inférieur. **Crédits** : *Fermi*/LAT Collaboration.

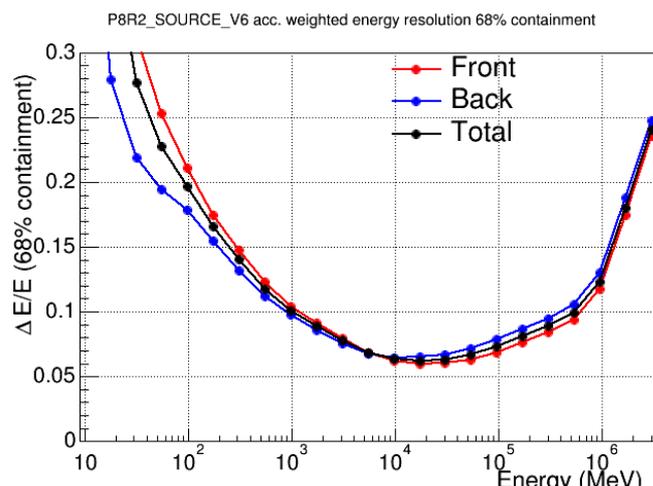
la détection d’une source ponctuelle (considérée à partir de  $TS = 25 \sim 5\sigma$ <sup>10</sup>). Cette nouvelle version offre aussi de plus grandes possibilités en matière de filtrage des événements pour une adaptation optimale aux spécificités des études à haute énergie. Par exemple, pour les analyses décrites dans ce manuscrit, sont utilisés des filtres relatifs à la qualité de la direction reconstruite (« PSF types »). À chaque événement est attribué un type de PSF (fig. 4.11b) : le meilleur étant PSF3 dont l’angle de confinement à 68% est de  $\sim 0^\circ.1$  à 10 GeV, le moins bon PSF0 dont l’angle de confinement à 68% est de  $\sim 0^\circ.5$  à 10 GeV. En excluant les photons dont la direction incidente a été reconstruite avec une incertitude trop importante, l’amélioration de la qualité de la PSF et la limitation de la confusion sont notoires.

#### 4.4.2 Résolution en énergie

La résolution en énergie du LAT, illustrée pour la reconstruction des événements Pass 8 en fig. 4.9, dépend de plusieurs paramètres instrumentaux relatifs à la mesure de la scintillation des cristaux dans le calorimètre (§4.3.2). Elle dépend aussi de la qualité de la reconstruction des événements et de la gerbe électromagnétique, qui, quant à elle, dépend de la localisation de l’interaction du photon  $\gamma$  dans le trajectographe et de son énergie.

Il est intéressant de remarquer que pour des énergies  $< 5$  GeV, la résolution en énergie  $\Delta E/E$  est moins bonne pour les photons détectés en FRONT qu’en BACK (§4.3.1).

10. Le Test Statistic est défini en §5.4.3.



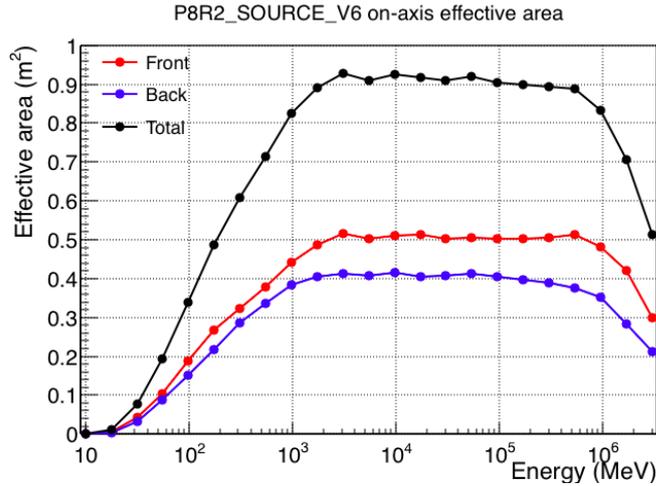
**Figure 4.9** – Résolution en énergie  $\Delta E/E$  du LAT en fonction de l'énergie du photon  $\gamma$ . Les courbes rouge et bleue illustrent cette quantité évaluée respectivement sur les photons convertis en paires  $e^+/e^-$  dans la partie FRONT et BACK du trajectographe. La courbe noire présente la résolution énergétique pour l'ensemble des photons détectés. **Crédits** : *Fermi/LAT* Collaboration.

Ceci peut s'expliquer par des effets moins ressentis lorsque les diffusions multiples se produisent dans la partie inférieure du trajectographe plutôt que dans la partie supérieure. Cependant, à haute énergie ( $>5$  GeV), ce comportement s'inverse et l'énergie des photons est mieux caractérisée lorsque ceux-ci interagissent dans la partie FRONT où la mesure de leur énergie est précise jusqu'à  $\sim 7\%$ . Avec l'arrivée de Pass 8, il est possible non seulement de sélectionner les photons suivant la qualité de reconstruction de leur direction d'incidence, mais aussi de les choisir suivant la qualité de la détermination de leur énergie initiale. En considérant le meilleur quartile (EDISP3),  $\Delta E/E$  est d'environ 3% entre 10 GeV et 1 TeV.

#### 4.4.3 Surface effective

La surface effective est une grandeur caractérisant l'efficacité d'un détecteur. Elle correspond à l'aire géométrique que posséderait un détecteur parfait, convertissant 100% des particules incidentes en évènements détectés. Cette grandeur dépend bien sûr de la surface réelle de la caméra mais aussi de l'énergie des photons incidents. Le détecteur n'est pas sensible à toutes les gammes d'énergie de manière similaire. L'aire effective de la caméra LAT, notée  $A_{\text{eff}}(E_\gamma, \theta)$  est présentée en fig. 4.10. Elle a été calculée par simulation Monte Carlo de l'instrument complet et de la chaîne algorithmique de reconstruction des évènements, version Pass 8.

La surface effective du LAT est d'environ  $0.9 \text{ m}^2$  entre 1 GeV et 1 TeV. Elle descend à  $0.35 \text{ m}^2$  aux environs de 100 MeV, le domaine d'énergie le plus pertinent dans lequel étudier les sources  $\gamma$  telles que les microquasars, présentant des spectres relativement mous. C'est d'ailleurs la mesure précise de  $A_{\text{eff}}(E_\gamma, \theta)$  qui conditionne principalement les incertitudes systématiques introduites lors d'une analyse *Fermi/LAT* (§5.4.1).



**Figure 4.10** – Surface effective du LAT en fonction de l'énergie des photons incidents pour des directions d'incidence normales au plan du détecteur. Tout comme la fig. 4.9, des courbes différentes sont présentées suivant la localisation de la conversion du photon  $\gamma$  dans le trajectographe. **Crédits** : *Fermi*/LAT Collaboration.

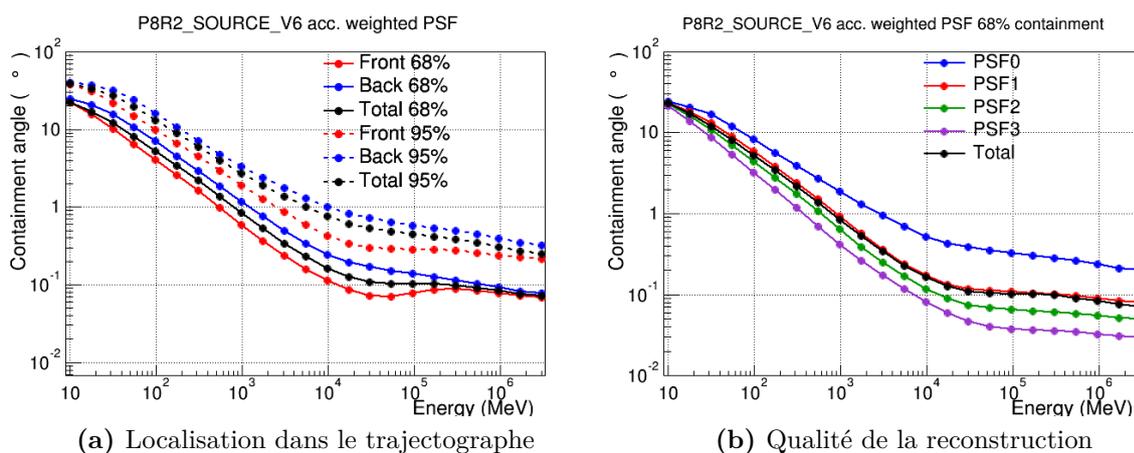
#### 4.4.4 Reconstruction de la direction incidente

La fonction d'étalement de point (PSF, Point Spread Function) caractérise la réponse d'un système d'imagerie à une source ponctuelle. Elle représente la distribution de probabilité de la reconstruction de la direction d'incidence du photon  $\gamma$  d'une source ponctuelle. Cette réponse instrumentale est, comme sa définition l'indique, hautement dépendante des caractéristiques de détection et de la précision de mesure de la caméra LAT. Comme cela a été mentionné précédemment (§4.3.1 et §4.3.2), la précision de détection dans le trajectographe et dans le calorimètre dépend de l'énergie des photons incidents.

La figure 4.11 a été produite grâce à des simulations Monte Carlo dans le but de caractériser la qualité de reconstruction de la direction d'incidence des photons pour les données Pass 8. La PSF à basse énergie est bien plus grande que celle à haute énergie. En effet, la résolution est limitée par le phénomène de diffusions multiples des paires  $e^+/e^-$  dû à la déflexion de la trajectoire des particules chargées par le milieu, d'autant plus importante que leur énergie est faible ( $\propto 1/E$ , [Atwood et al. 2013](#)). La PSF à haute énergie est, quant à elle, limitée par la résolution spatiale des couches SSD du trajectographe (§4.3.1).

La large PSF du LAT à basse énergie, qui peut atteindre  $\theta_{68} \sim 5^\circ$  à 100 MeV (fig. 4.11a), est très pénalisante pour les études de l'émission  $\gamma$  des microquasars. Leur faible intensité et leur spectre mou impliquent qu'ils sont principalement, voire potentiellement, détectés au niveau de l'extrémité basse de la plage de sensibilité du LAT. La confusion des sources, surtout dans le plan Galactique où leur densité est importante est alors inévitable et la caractérisation des spectres des différents objets s'avère essentielle pour distinguer leurs photons respectifs. Dans certains cas, la grande PSF implique de devoir masquer l'émission d'une source proche, en travaillant par exemple sur des intervalles de temps hors des phases brillantes d'un pulsar (§5.1.3).

La possibilité de filtrer les photons analysés par la qualité de reconstruction de leur



**Figure 4.11** – Simulations Monte Carlo de la fonction d'étalement de point de la caméra LAT. La fig. 4.11a présente la PSF en fonction de la localisation dans le trajectographe de la conversion du photon  $\gamma$  incident en paire  $e^+/e^-$ . **Crédits** : *Fermi/LAT* Collaboration.

direction d'incidence permet de limiter la confusion des sources à basse énergie. Les PSFs reconstruites pour les différents quartiles d'évènements sont illustrées en fig. 4.11b. À 100 MeV, l'angle de confinement à 68% s'améliore de  $\sim 5^\circ$  à  $\sim 3^\circ$  (pour le cas optimal PSF3). Les sources étudiées étant généralement peu intenses, il est préférable d'éviter des sélections trop drastiques sur les photons analysés. En général, un compromis est trouvé en éliminant les photons labellisés PSF0.



# 5

---

## Analyse des données gamma de haute énergie du LAT

---

<b>5.1</b>	<b>Préparation à l'analyse</b>	<b>72</b>
5.1.1	Sélection des données	72
5.1.2	Intervalles de temps utilisables	74
5.1.3	Suppression de la contribution d'un pulsar	74
5.1.4	Livetime cubes	75
5.1.5	Carte d'exposition	76
<b>5.2</b>	<b>Modèle de sources</b>	<b>77</b>
5.2.1	Paramètres du modèle	77
5.2.2	Carte des sources	78
<b>5.3</b>	<b>Analyse par maximum de vraisemblance</b>	<b>79</b>
5.3.1	Méthode unbinned likelihood	80
5.3.2	Méthode binned likelihood	81
5.3.3	Courbes de lumière	82
<b>5.4</b>	<b>Erreurs et significativité du modèle</b>	<b>83</b>
5.4.1	Erreurs systématiques	83
5.4.2	Erreurs statistiques	84
5.4.3	Significativité de détection	84
5.4.4	Localisation et carte de TS	85
5.4.5	Carte des résidus	87

---

L'ANALYSE des données du satellite *Fermi* est réalisée grâce aux logiciels développés par la Collaboration *Fermi* : les **Science Tools**<sup>1</sup> (version v10r1p1). Cette analyse est basée sur la méthode de *Maximum de vraisemblance* décrite par **Mattox et al. (1996)** ; **Tompkins (1999)** à la fois dans sa version *unbinned* et *binned* (§5.3) dont les modes opératoires sont résumés en fig. 5.5. L'analyse des données provenant de la caméra Large Area Telescope à bord de *Fermi* (présentée au chapitre 4, **Atwood et al. 2009**) s'appuie sur le catalogue 3FGL (**Acerro et al. 2015**) qui regroupe les sources gamma de haute énergie détectées par *Fermi* après quatre ans d'opération. Ce chapitre présente les principales méthodes employées pour analyser les données Pass 8<sup>2</sup> du LAT (§4.4.1) à l'origine des résultats présentés aux chapitres 8, 9 et 10.

1. Disponibles sur le site *Fermi* Science Support Center : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/>.

2. Référence par exemple au Supplementary material de **Ackermann et al. (2015a)** pour une comparaison entre Pass 8 et la version précédente d'analyse des événements  $\gamma$  Pass 7 Reprocessed.

La section 5.1 vise à présenter ces outils et la manière dont ils sont employés pour déterminer les caractéristiques spectrales d'une source ponctuelle. Du fait de la grande diversité d'options et d'outils disponibles, seuls ceux relatifs aux analyses décrites dans ce manuscrit sont explicités. Ces outils nécessitent la création d'un modèle de ciel dont l'élaboration est expliquée en §5.2. En §5.3, je décris l'analyse par maximum de vraisemblance employée pour ajuster les paramètres spectraux et spatiaux des sources du modèle par rapport aux données du LAT. Enfin, les erreurs commises lors des procédures d'ajustement et la signification statistique des sources détectées sont évoquées en §5.4.

## 5.1 Préparation à l'analyse

L'analyse des données *Fermi* est échelonnée en une chronologie d'étapes pouvant se résumer à une caractérisation complète de la région du ciel considérée, dans le but d'extraire les paramètres physiques précis de la source étudiée. Cette section décrit la préparation des cartes de photons aux procédures d'ajustement sur des modèles de sources : la sélection des données (§5.1.1), le calcul des bons intervalles de temps utilisables (§5.1.2), la suppression éventuelle de la contribution d'un pulsar proche de la source d'intérêt (§5.1.3), la détermination des *livetimes* (§5.1.4) et le calcul de la carte d'exposition (§5.1.5).

### 5.1.1 Sélection des données

Les photons gamma de haute énergie enregistrés par le LAT sont stockés sous la forme de fichiers FITS (Flexible Image Transport System, Wells et al. 1981) qui sont directement utilisés par les *Science Tools* et peuvent être manipulés par des commandes *FTOOLS*<sup>3</sup>. Deux fichiers FITS sont notamment nécessaires au traitement des données :

- FT1 : contenant les événements enregistrés par le LAT ;
- FT2 : regroupant les caractéristiques orbitales du satellite (« Pointing and Live-time History »).

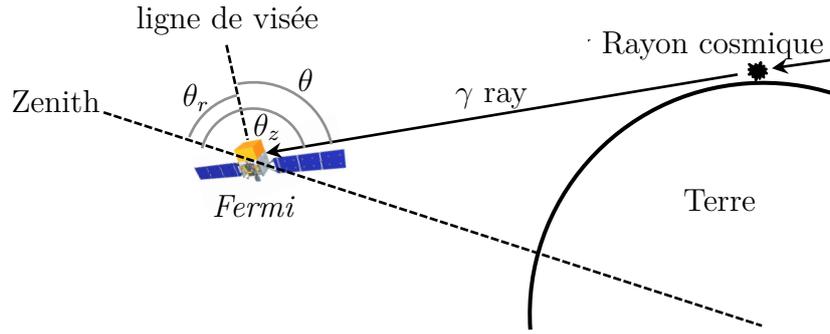
Le fichier de type FT1 regroupe les caractéristiques des photons : leur classe (ainsi que les éventuels critères de qualité de détection, Acero et al. 2015), leur énergie, leur position reconstruite, l'angle entre cette direction et l'axe zénithal  $z$  du satellite, le temps d'arrivée (en MET, Mission Elapsed Time<sup>4</sup>), le type de conversion en fonction de l'illumination du détecteur. Il est aussi possible d'ajouter des informations particulières à un type d'analyse comme la phase d'un pulsar, alors associée à chaque événement, et les spécifications propres aux modèles d'émission diffuse. Ces éléments sont implémentés respectivement grâce aux outils *tempo2* et *gtdiffersp*, qui sont détaillés en §5.1.3 & §5.2.2.

Les données liées au satellite sont regroupées dans le fichier FT2. S'y trouvent notamment : la position de *Fermi* par rapport à la Terre, la direction des différents axes du LAT, la valeur du *Rocking Angle*<sup>5</sup>, l'indication de la position de l'instrument par rapport à la zone de l'Anomalie Sud Atlantique (SAA, South Atlantic Anomaly, §4.1.1). Toutes

3. Développées par la NASA : [http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/ftools/ftools\\_menu.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/ftools/ftools_menu.html).

4. Les MET correspondent aux secondes écoulées depuis la date du 1<sup>er</sup> Janvier 2001 à 00<sup>h</sup>00<sup>m</sup>00<sup>s</sup>.

5. Afin d'observer l'intégralité du ciel en deux orbites, le satellite tourne sur lui même avec un angle appelé le « Rocking Angle ».



**Figure 5.1** – Schéma présentant la définition de l'angle zénithal. *Fermi* est en orbite autour de la Terre et la ligne de visée du LAT évolue perpendiculairement à la trajectoire du satellite, suivant un *Rocking Angle*  $\theta_r$ , ce qui lui permet d'observer tout le ciel au fur et à mesure des orbites. Un rayon cosmique peut interagir avec la matière atmosphérique, générant des pions qui se désintègrent en créant des photons  $\gamma$ . L'incidence de ces photons sur le LAT est caractérisée par  $\theta$  alors que  $\theta_z$ , l'angle zénithal, est l'angle entre leur provenance et l'axe zénithal du satellite. La figure est inspirée de [Fermi-LAT Collaboration \(2013\)](#).

ces valeurs sont moyennées par intervalle de 30 s dans le cas des analyses présentées dans ce manuscrit.

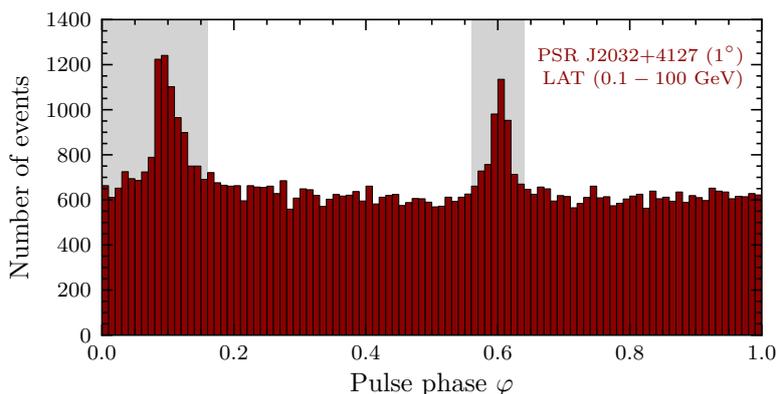
Au début de l'analyse, les données sont sélectionnées grâce à l'outil `gtselect` qui prend principalement en entrées le fichier FT1, les coordonnées du centre de la zone étudiée (typiquement celles de l'objet), la taille de cette région, et la gamme d'énergie considérée. Les sources étudiées dans le cadre de cette thèse sont relativement de faibles émetteurs  $\gamma$ , avec des spectres plutôt mous, impliquant que la majeure partie de leur émission se situe proche de la borne énergétique inférieure de la sensibilité du LAT. Typiquement, entre 100 MeV, une limite en dessous de laquelle la caractérisation de l'émission  $\gamma$  diffuse n'est pas encore optimale ([Acero et al. 2016a](#)), et quelques dizaines de GeV. Afin de bien modéliser les fonds de rayonnements diffus (Galactique et isotropique) et de prendre en compte les contributions de toutes les sources environnantes, il est nécessaire de considérer une zone assez étendue autour de l'objet étudié : une région d'intérêt (RoI, Region of Interest) dont le rayon est de  $15^\circ$ .

## Angle zénithal

Enfin, on effectue une dernière coupure dans les données : les photons provenant d'un *angle zénithal*  $\theta_z > 90^\circ$  sont rejetés. L'angle zénithal est défini comme l'angle entre la trajectoire d'un photon et la droite passant par le centre de la Terre et le satellite *Fermi* (fig. 5.1). En contraignant les données par cet angle, les périodes où la RoI se trouve trop proche du limbe de la Terre (§4.1.2) sont exclues, limitant ainsi la contamination par des rayons  $\gamma$  atmosphériques ([Abdo et al. 2009b](#)).

Le satellite *Fermi* est en orbite à une altitude  $h$  au-dessus de la surface de la Terre (de rayon  $R_\oplus$ ) et se trouve à l'intersection de deux droites : l'une passant par le centre de la Terre et par le satellite ; et l'autre, correspondant à la trajectoire d'un photon provenant de la surface terrestre (de l'horizon). Par simple trigonométrie, on en déduit que

$$\theta_z = \arccos\left(\frac{R_\oplus}{R_\oplus + h}\right) + 90^\circ. \quad (5.1)$$



**Figure 5.2** – Histogramme du nombre d'évènements en fonction de la phase du pulsar PSR J2032+4127 dans les données de Cyg X–3. Les zones grises représentent les coupures effectuées pour minimiser la contribution du pulsar.

L'orbite du satellite *Fermi* est presque circulaire, puisque  $535 < h < 564$  km (Finkbeiner et al. 2013). D'après l'équation 5.1, la valeur de l'angle zénithal est donc comprise entre  $112.7^\circ$  et  $113.3^\circ$ . Pour l'éviction de photons du limbe terrestre et compte tenu de la largeur de la PSF du LAT (§4.4.4), l'analyse est restreinte à  $\theta_z < 90^\circ$ . Cette valeur maximale d'angle zénithal est recommandée par la Collaboration *Fermi*/LAT pour l'analyse des données Pass 8<sup>6</sup>. Contrairement à la version précédente, l'usage d'un modèle spécifique d'émission du limbe terrestre n'est plus nécessaire.

### 5.1.2 Intervalles de temps utilisables

La phase suivante consiste à déterminer les intervalles de temps (GTI, Good Time Intervals) au cours desquels les données sont considérées exploitables. Il s'agit d'une deuxième sélection à effectuer sur le fichier FT1 à l'aide de l'outil `gtmktime`. Grâce au fichier FT2, on crée un ensemble de GTIs basés sur des coupures définies par l'utilisateur. Ces informations sont alors combinées avec les GTIs du fichier d'évènements FT1 (elles peuvent correspondre aux périodes durant lesquelles l'objet étudié est dans le champ de vue du LAT) afin de rejeter tous les évènements qui n'appartiennent pas à ces intervalles de temps.

Les coupures peuvent être effectuées suivant tous les paramètres orbitaux du satellite répertoriés dans le fichier FT2. Il est possible de choisir les périodes au cours desquelles *Fermi* n'est pas dans la zone de l'Anomalie Sud Atlantique ou encore celles où la prise de données est d'une qualité inférieure. On limite par exemple les valeurs de *Rocking Angle* à  $\leq 52^\circ$  (tel qu'il est recommandé par la Collaboration *Fermi*).

### 5.1.3 Suppression de la contribution d'un pulsar

Dans certains cas, la source étudiée se trouve à proximité d'un pulsar émetteur de rayons  $\gamma$ . La PSF du LAT étant relativement étendue (particulièrement à basse énergie,

6. [http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Pass8\\_usage.html](http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Pass8_usage.html).

comme présentée en §4.4.4), la brillance du pulsar peut compliquer l'analyse, voire masquer l'émission de la source cible. Pour ce qui concerne les analyses présentées dans ce manuscrit, seul Cygnus X-3 se situe à  $\sim 30'$  d'un pulsar (3FGL J2032.2+4126) dont la luminosité perturbe l'étude à haute énergie du microquasar (Corbel et al. 2012).

L'émission  $\gamma$  de ce pulsar est heureusement « pulsée » de telle sorte que les pics d'émission sont clairement distincts du continuum. L'utilisation de l'outil `tempo2` (Hobbs et al. 2006) permet d'ajouter une information supplémentaire pour chaque événement, directement dans le fichier FT1 : la phase  $\varphi$  du pulsar (déterminée grâce aux éphémérides du pulsar<sup>7</sup>, Ray et al. 2011) relative au temps d'arrivée du photon (la fig. 5.2 présente l'histogramme des événements  $\gamma$  en fonction de la phase du pulsar). Le retrait des données du fichier FT1, associées à des phases  $\varphi \in [0; 0.16] \cup [0.56; 0.64]$ , permet de conserver 76% de l'exposition initiale. Il ne reste alors quasiment plus de GTIs au cours desquels l'émission du pulsar est dominante. La coupure dans les données peut entraîner une diminution de la signification statistique de la source étudiée. Une coupe en dessous de 35% en phase est donc recommandée par Abdo et al. (2013).

#### 5.1.4 Livetime cubes

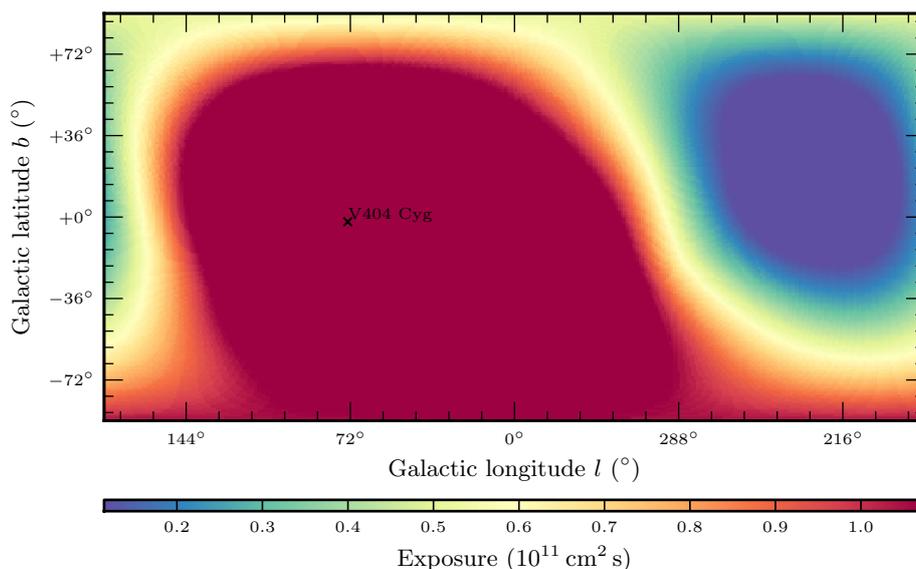
Les caractéristiques et performances du LAT sont déterminées principalement par le design du matériel électronique et les algorithmes de reconstruction d'événements. Elles sont englobées dans les *Fonctions de Réponse Instrumentales* (IRFs, Instrumental Response Functions) décrivant les performances de la caméra en fonction de l'énergie du photon  $E_\gamma$ , de l'angle d'incidence  $\theta$  (fig. 5.1), de la localisation de la conversion du photon dans l'instrument (Ackermann et al. 2012) :

$$\text{IRF}(E_\gamma, \theta) = A_{\text{eff}}(E_\gamma, \theta) \text{PSF}(E_\gamma, \theta) \Delta E_\gamma. \quad (5.2)$$

$A_{\text{eff}}$  est l'aire effective (déterminée à partir de la section géométrique de la surface collectrice du LAT, de la probabilité de conversion des rayons  $\gamma$  et de l'efficacité de détection d'un rayon  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  et d'incidence  $\theta$ , fig. 4.10). PSF est la fonction d'étalement de point (Point-Spread Function) et correspond à la densité de probabilité de reconstruire une direction incidente  $\theta'$  pour un photon d'incidence  $\theta$  (fig. 4.11). Enfin,  $\Delta E_\gamma$  représente la dispersion d'énergie (fig. 4.9), c'est-à-dire la densité de probabilité de mesurer une énergie  $E'_\gamma$  pour un rayon  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$ .

Au cours de son orbite, la source étudiée se déplace dans le champ de vue du LAT. Les IRFs, définies précédemment, dépendent de l'angle d'incidence des photons ou, de manière équivalente, de la position de la source dans le champ de vue. Il est donc crucial de connaître le temps que passe un objet à un certain angle d'incidence  $\theta$  car le nombre d'événements détectés qui proviennent d'une source d'intensité donnée en dépend directement. Ce paramètre est appelé le temps de vie (*livetime*, Abdo et al. 2009a) et équivaut à la durée totale au cours de laquelle le LAT est en phase d'acquisition de données pour la direction considérée. Ces *livetimes* sont calculés par `gtlrcube` et dépendent de l'angle d'incidence ainsi que de la position au cours d'une période d'observation précise. Le ciel est découpé selon une grille en trois dimensions dont les pas, utilisés pour les analyses présentées dans ce manuscrit, sont de  $1^\circ$  en position et de  $\cos(\theta) = 0.025$  en angle d'inclinaison hors-axe.

7. Disponibles sur <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/ephems/>.



**Figure 5.3** – Carte d'exposition réalisée lors de l'observation du microquasar V404 Cygni en coordonnées Galactiques. Les données de sept années ont été analysées (chap. 10) et les sélections sur les coordonnées de la source impliquent une exposition maximale à sa position.

### 5.1.5 Carte d'exposition

La conversion du nombre d'évènements détectés en flux nécessite le calcul de l'exposition effective  $\varepsilon$  sous la forme d'une carte (« binned exposure map »), qui est évaluée par intervalle d'énergie grâce à l'outil `gtexpcube2` pour la version d'analyse `binned` (§5.3). Cette carte présente l'intégrale de la surface effective  $A_{\text{eff}}$  sur l'angle solide  $d\Omega$ , multipliée par le temps d'exposition  $t_{\text{obs}}$  et est exprimée en  $\text{cm}^2 \text{s}$  (Ackermann et al. 2012) :

$$\varepsilon(E_\gamma, \theta) = \int A_{\text{eff}}(E_\gamma, \theta) t_{\text{obs}}(\theta) d\Omega. \quad (5.3)$$

La figure 5.3 illustre le résultat d'un tel calcul dans le cas de l'analyse sur sept ans de données de la source V404 Cygni (détaillée au chapitre 10). Les IRFs utilisées proviennent de la version `P8R2_SOURCE_V6`, dernière en date adaptée à l'étude des données Pass 8 de *Fermi*. La carte d'exposition est générée intégralement sur le ciel dans le but d'anticiper le comportement des sources à l'extérieur de la RoI, ce qui peut éventuellement affecter l'analyse. En effet, on verra notamment en §5.2 que le modèle d'émission  $\gamma$  ajusté aux données prend en compte des sources *Fermi* situées en dehors de la RoI mais dont la PSF à basse énergie peut impacter le flux  $\gamma$  de la région considérée.

Dans le cas d'une analyse `unbinned` (§5.3.1), l'outil `gtexpmap` est préféré. Il permet de calculer la carte d'exposition spécifique à la RoI considérée, nécessaire pour la détermination du nombre de coups prévus dans la RoI issus des sources diffuses du modèle (§5.2.2).

Dans le cas d'une analyse « off-pulse » (décrite en §5.1.3), des intervalles de temps ont été retirés pour minimiser l'émission d'un pulsar dans la région étudiée. Les cartes d'exposition correspondantes ont été corrigées par la différence de temps effectif d'observation  $t_{\text{obs}}$ .

## 5.2 Modèle de sources

L'analyse des données du LAT repose sur leur ajustement via un modèle de sources dans un fichier au format XML<sup>8</sup>. Ce modèle décrit à la fois les composantes spectrales et spatiales des sources répertoriées qui se trouvent dans la RoI et peuvent être de type ponctuel ou étendu. Ce fichier est généré à partir du catalogue 3FGL `gll_psc_v16`<sup>9</sup> (Acero et al. 2015) et d'un script *Python* `make3FGLxml.py`<sup>10</sup> permettant de sélectionner les sources adaptées aux différentes analyses, tout en laissant libres ou non les paramètres spectraux suivant certaines conditions.

Sauf précision contraire mentionnée, toutes les études à haute énergie présentées dans ce manuscrit sont basées sur un modèle de sources dans lequel :

- entre 0–5° du centre de la RoI : tous les paramètres spectraux sont laissés libres pour l'ajustement. Par contre, les paramètres spatiaux sont laissés fixes (se référer à §5.4.4 pour l'ajustement spatial).
- 5–10° : les paramètres sont fixés. Si la source est identifiée comme variable (i.e., avec un indice de variabilité  $\geq 72.44$ , Acero et al. 2015), la normalisation de son modèle spectral est laissée libre.
- 10–25° : tous les paramètres sont fixés.
- En parallèle de ces sélections spatiales, si les sources considérées possèdent une signification statistique  $\leq 9\sigma$ , leurs paramètres sont fixés et ne seront pas ajustés aux données.

Le modèle englobe une région plus large que la RoI, dont la dimension est de 15°, car des photons résiduels des sources brillantes qui lui sont extérieures peuvent altérer les mesures des sources d'intérêt.

En comparant ce modèle avec les données du LAT, par le biais d'une analyse par maximum de vraisemblance (§5.3), les paramètres des sources sont précisément ajustés et la région caractérisée en rayons  $\gamma$  de haute énergie.

### 5.2.1 Paramètres du modèle

Dans le catalogue des sources répertoriées par la Collaboration *Fermi* (Acero et al. 2015), les objets sont tous associés à un modèle d'émission dépendant de leur spectre. Ceux qui ont servi à l'élaboration du modèle de sources dans le fichier XML sont résumés dans cette section.  $N$  étant le flux de photons  $\gamma$ ,  $dN/dE$  est donc le flux différentiel de photons (exprimé en  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$ ) dans le cas des sources ponctuelles. Pour les composantes diffuses, les spectres sont exprimés en  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$ . Les différents modèles de source, utilisés dans cette étude peuvent être de type :

- `PowerLaw` représente la loi de puissance :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^\Gamma, \quad (5.4)$$

où  $N_0$  est le flux différentiel de photons à l'énergie  $E_0$  et  $\Gamma$  est l'indice de photon.

8. Voir [http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/source\\_models.html](http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/source_models.html).

9. Disponible sur [http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/4yr\\_catalog/](http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/4yr_catalog/).

10. Écrit par Tyrel Johnson (<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/user/>).

- `PowerLaw2` traduit le même spectre que `PowerLaw`. Ce modèle spectral est celui choisi par défaut pour caractériser toutes les nouvelles sources à haute énergie présentées dans ce manuscrit :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N(\Gamma + 1)E^\Gamma}{E_{\max}^{\Gamma+1} - E_{\min}^{\Gamma+1}}, \quad (5.5)$$

où  $E_{\min}$  et  $E_{\max}$  sont les bornes en énergie de l’ajustement,  $N$  est donc le flux intégré de photons entre  $E_{\min} < E_\gamma < E_{\max}$  en  $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Pour  $\Gamma < 0$ , le flux au-delà de  $E_{\max}$  peut être négligé. Cette fonction a l’avantage d’utiliser le flux intégré  $N$  plutôt que le pré-facteur  $N_0$  et permet donc d’obtenir directement le flux et son erreur.

- `LogParabola` est un modèle d’émission particulièrement adapté aux spectres  $\gamma$  des AGNs et autres blazars, comptant pour la majorité des sources en dehors du plan Galactique (Ackermann et al. 2015b) :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-(\alpha + \beta \ln(E/E_0))}, \quad (5.6)$$

où  $E_0$  est l’énergie de référence pour laquelle est mesuré l’indice spectral  $\alpha$ , et  $\beta$  est l’indice de courbure qui n’adopte pas de valeur négative dans le catalogue 3FGL, c’est-à-dire qu’aucune source ne présente un spectre courbé vers le haut.

- `PLSuperExpCutoff`, enfin, est le modèle correspondant aux spectres significativement courbés des pulsars (Abdo et al. 2013) :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\Gamma_1} \exp \left[ - \left( \frac{E}{E_c} \right)^{\Gamma_2} \right], \quad (5.7)$$

où là encore,  $E_0$  est l’énergie de référence pour laquelle est mesuré l’indice spectral  $\Gamma_1$  caractérisant la pente du spectre à basse énergie.  $E_c$  est l’énergie de coupure, pondérée par  $\Gamma_2$ , à partir de laquelle le spectre décroît exponentiellement.

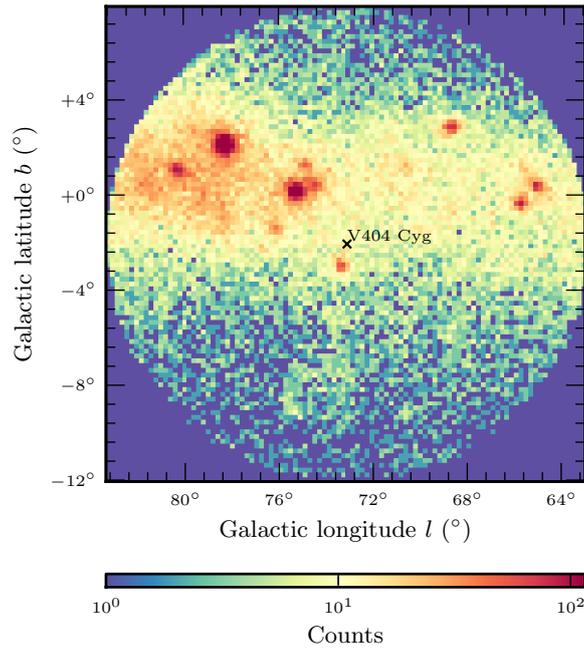
### 5.2.2 Carte des sources

Le modèle ainsi construit peut donc être décrit par une certaine fonction  $\mathcal{M}$  qui représente l’émission  $\gamma$  des sources connues, et dépend de l’énergie  $E_\gamma$ , de la position  $\mathbf{x}$  et du temps  $t$  :

$$\mathcal{M}(E_\gamma, \mathbf{x}, t) = \sum_i S_i(E_\gamma, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) + S_{\text{gal}}(E_\gamma, \mathbf{x}) + S_{\text{iso}}(E_\gamma, \mathbf{x}) + \sum_j S_j(E_\gamma, \mathbf{x}, t), \quad (5.8)$$

où  $S_i$  représente l’émission d’une source ponctuelle.  $S_{\text{gal}}$  &  $S_{\text{iso}}$  sont respectivement les composantes de diffus Galactique et isotropique<sup>11</sup> (Acero et al. 2016a) et  $S_j$  traduit une source étendue (comme Cygnus Loop,  $\gamma$  Cygni, Cygnus Cocoon, etc., voir aussi Lande et al. 2012 ; Acero et al. 2015). Le calcul de l’émission  $\gamma$   $\mathcal{M}$  nécessite de convoluer le modèle de sources avec les fonctions de réponses instrumentales grâce à l’outil `gtsrmaps` en mode d’analyse binned (fig. 5.4).

11. `gll_iem_v06.fits & iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt`.



**Figure 5.4** – Exemple de carte produite par l’outil `gtsrcmaps` lors de l’étude du microquasar V404 Cygni (chapitre 10) dans la bande d’énergie 1.2–1.6 GeV.

En incorporant les IRFs (équation 5.2), on peut déterminer le taux prédit d’évènements (où les notations  $\hat{X}$  désignent les quantités réelles) :

$$\tau(E_\gamma, \mathbf{x}, t) = \int \text{IRF} \times \mathcal{M}(\hat{E}_\gamma, \hat{\mathbf{x}}, t) d\hat{E}_\gamma d\hat{\mathbf{x}}. \quad (5.9)$$

L’intégrale est calculée différemment selon les méthodes appliquées qui seront détaillées en §5.3.

En mode `unbinned`, la prise en considération du modèle de sources diffuses se fait grâce à l’outil `gtdiffresp`. Il calcule l’intégrale sur l’angle solide de la réponse d’un modèle de diffus Galactique et isotropique (§4.1.2) :  $\int S_{\text{diff}}(\hat{E}_\gamma, \hat{\mathbf{x}}) \times A_{\text{eff}} \times \text{IRF} d\hat{\mathbf{x}}$ . La valeur de cette intégrale, convoluée avec les IRFs, est directement ajoutée au fichier FT1 pour chaque évènement enregistré.

### 5.3 Analyse par maximum de vraisemblance

Après avoir effectué les calculs préliminaires à l’analyse en §5.1.1, il est possible d’estimer les grandeurs physiques pertinentes des sources étudiées. La méthode de *maximum de vraisemblance* est utilisée par le biais de l’outil `gtlike`. Cette méthode, décrite notamment dans les références [Mattox et al. \(1996\)](#) & [Tompkins \(1999\)](#), a été précédemment employée pour traiter les données de l’instrument EGRET à bord du satellite CGRO. Cette section en donne les principes de base, focalisant les explications sur les deux méthodes utilisées pour l’analyse de données *Fermi* : *unbinned likelihood* (§5.3.1) et *binned likelihood* (§5.3.2), dont les applications sont schématisées en figure 5.5.

En s’octroyant un ensemble de données  $\mathcal{D}$  et un modèle  $\mathcal{M}$ , qui contient la distribution des sources considérées dans la RoI avec leurs intensités et spectres (regrou-

pés au sein de la variable  $x$  paramétrant  $\mathcal{M}$ ), la vraisemblance (ou *likelihood*)  $\mathcal{L}$  du modèle est définie comme la probabilité d'obtenir ce jeu de données si le modèle est correct. La quantité intéressante ici est le rapport entre deux modèles  $\mathcal{M}_1$  et  $\mathcal{M}_2$  permettant d'en déterminer le plus approprié (voir aussi §5.4.3). Les logarithmes de ces fonctions de vraisemblance sont retenus par simplicité numérique (Tompkins 1999) :  $\log[\mathcal{L}(\mathcal{M}_1)] - \log[\mathcal{L}(\mathcal{M}_2)]$ . Le jeu de paramètres qui maximise le rapport des fonctions de vraisemblance est donc jugé le plus proche et conforme aux données.

### 5.3.1 Méthode unbinned likelihood

Le modèle prédit un taux  $\tau(l, b, E_\gamma, t)$  de rayons  $\gamma$  qui dépend des paramètres mesurés ou reconstruits : direction d'arrivée sur le LAT (notée  $l, b$ , en coordonnées Galactiques par la suite), énergie  $E_\gamma$  et temps  $t$  (équation 5.9).

La méthode *unbinned likelihood* vise à prendre en compte les événements séparément et les comparer au modèle. Mathématiquement, on construit des groupes, ou intervalles de données, notés « bins » par la suite, de faible taille  $dl \times db \times dE_\gamma \times dt$  tendant vers 0 pour réduire autant que possible le recueil de plus d'un photon par bin, ce qui donne ainsi une analyse événement par événement. La distribution de Poisson<sup>12</sup> s'applique alors. La probabilité  $\mathcal{P}_1$  d'avoir un photon dans un bin ainsi défini, et la probabilité  $\mathcal{P}_0$  d'en avoir aucun, sont (Tompkins 1999) :

$$\begin{cases} \mathcal{P}_1 = \tau(l, b, E_\gamma, t) dl db dE_\gamma dt \times e^{-\tau(l, b, E_\gamma, t) dl db dE_\gamma dt}, \\ \mathcal{P}_0 = e^{-\tau(l, b, E_\gamma, t) dl db dE_\gamma dt}. \end{cases} \quad (5.10)$$

En notant  $\mathcal{S}$  l'ensemble des bins contenant un photon et  $\mathcal{Q}$  l'ensemble de ceux qui en sont dénués, la fonction de vraisemblance du jeu de données entier est simplement le produit des probabilités conditionnelles de chaque bin  $i$  (i.e., le produit des probabilités d'observer 0 ou 1 coup par bin alors que le modèle en prédit  $\tau dl db dE_\gamma dt$ ) :

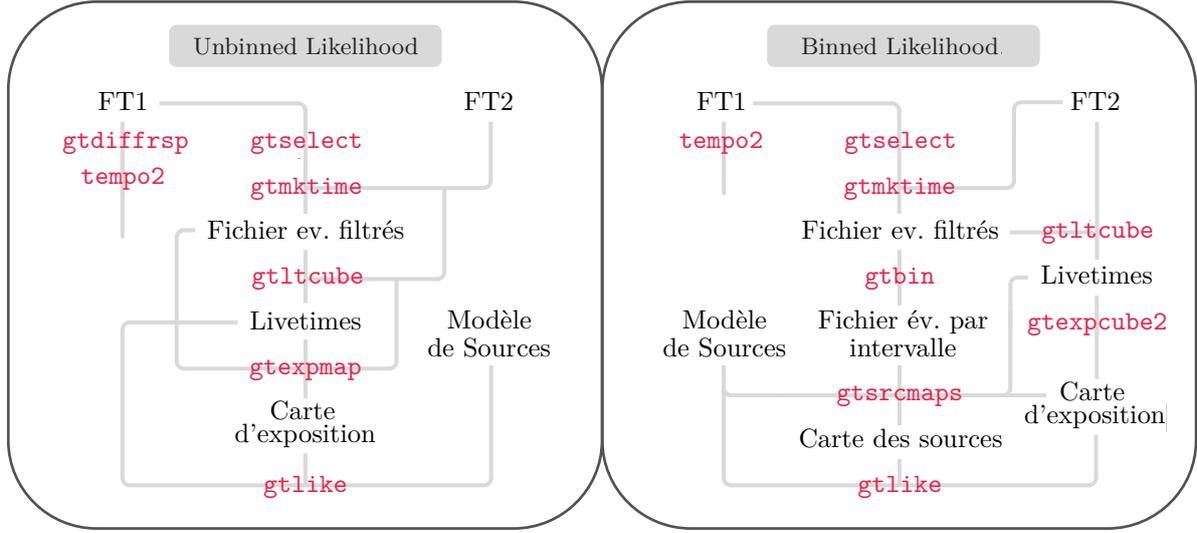
$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\tau) &= \prod_{i \in \mathcal{S}} \tau(l_i, b_i, E_{\gamma i}, t_i) dl db dE_\gamma dt \times e^{-\tau(l_i, b_i, E_{\gamma i}, t_i) dl db dE_\gamma dt} \times \prod_{i \in \mathcal{Q}} e^{-\tau(l_i, b_i, E_{\gamma i}, t_i) dl db dE_\gamma dt} \\ &= \prod_{i \in \mathcal{S}} \tau(l_i, b_i, E_{\gamma i}, t_i) dl db dE_\gamma dt \times \prod_{i \in \mathcal{S}, \mathcal{Q}} e^{-\tau(l_i, b_i, E_{\gamma i}, t_i) dl db dE_\gamma dt}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Afin d'en faciliter la manipulation, on retient le logarithme de l'équation 5.11 ci-dessus, ce qui donne directement :

$$\begin{aligned} \ln[\mathcal{L}(\tau)] &= \sum_{i \in \mathcal{S}} \ln[\tau(l_i, b_i, E_{\gamma i}, t_i)] + \sum_{i \in \mathcal{S}} \ln(dl db dE_\gamma dt) \\ &\quad - \sum_{i \in \mathcal{S}, \mathcal{Q}} \tau(l_i, b_i, E_{\gamma i}, t_i) dl db dE_\gamma dt. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Le deuxième terme de l'équation 5.12 est strictement égal à  $N_{\text{obs}} \times \ln(dl db dE_\gamma dt)$  si  $N_{\text{obs}}$  est le nombre total de photons observés. Ce terme est donc indépendant des paramètres du modèle. Il est seulement fonction de la taille imposée de bin et du nombre

12. D'après la loi de Poisson, la probabilité qu'il existe exactement  $k$  occurrences dans un intervalle, où le nombre moyen d'occurrences est  $\lambda$ , est donnée par :  $\mathcal{P}(k) = e^{-\lambda}(\lambda^k/k!)$ . Ici, les paramètres sont  $\lambda = \tau(l, b, E_\gamma, t) dl db dE_\gamma dt$  et  $k = 1$  ou  $0$ .



**Figure 5.5** – Représentation schématique de l’enchaînement des Science Tools requis pour réaliser des analyses *Fermi* basiques de type *unbinned* ou *binned*.

d’évènements. Son retrait est donc possible car il n’aura pas d’impact sur le calcul des rapports de fonctions de vraisemblance.  $\tau(l_i, b_i, E_{\gamma i}, t_i) dl db dE_{\gamma} dt$  étant équivalent au nombre d’évènements prédits dans un bin par le modèle, sa somme sur tous les bins (troisième terme de l’équation 5.12) n’est autre que le nombre total de photons prédit par le modèle  $N_{\text{pred}}$ , et se traduit finalement par :

$$\ln[\mathcal{L}(\tau)] = \sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \ln[\tau(l_i, b_i, E_{\gamma i}, t_i)] - N_{\text{pred}}. \quad (5.13)$$

Le temps de calcul nécessaire à l’évaluation de  $\ln(\mathcal{L})$  est linéairement proportionnel au nombre de photons détectés  $N_{\text{obs}}$ . Cette méthode est donc utilisée lorsque les données contiennent un faible nombre d’évènements. Typiquement, elle est appliquée pour construire les courbes de lumière présentées dans ce manuscrit, pour lesquelles les intervalles temporels ne dépassent pas quelques jours.

### 5.3.2 Méthode binned likelihood

Lorsque le nombre d’évènements à prendre en compte est trop grand, la méthode dite de *binned likelihood* est préférée. D’après les calculs précédents, cela revient à ne plus considérer la taille des intervalles comme infinitésimale (Tompkins 1999) et à intégrer pour trouver le taux de photons  $\gamma$  prédit dans chaque bin :

$$\tau_j = \int_{\text{bin } j} \tau(l, b, E_{\gamma}, t) dl db dE_{\gamma} dt. \quad (5.14)$$

La distribution de Poisson est applicable. La fonction de vraisemblance est simplement le produit des probabilités d’obtenir le nombre de coups réellement observés  $n_j$  dans chaque bin  $j$  alors qu’on en prédit  $\tau_j$  (Mattox et al. 1996) :

$$\mathcal{L} = \prod_j \frac{\tau_j^{n_j} e^{-\tau_j}}{n_j!}. \quad (5.15)$$

De manière identique à la méthode *unbinned likelihood*, la fonction de vraisemblance est simplifiée par le passage au logarithme :

$$\ln(\mathcal{L}) = \sum_j [n_j \ln(\tau_j) - \tau_j - \ln(n_j!)], \quad (5.16)$$

dont le dernier terme peut être omis car il est indépendant du modèle. De même, la somme sur les intervalles  $j$  de  $\tau_j$  est strictement égale à  $N_{\text{pred}}$ , le nombre d'évènements prédit par le modèle. Ainsi :

$$\boxed{\ln(\mathcal{L}) = \sum_j [n_j \ln(\tau_j)] - N_{\text{pred}}}. \quad (5.17)$$

Le temps de calcul nécessaire avec cette méthode dépend du nombre total de bins sur lesquels le logarithme de la fonction de vraisemblance est sommé. Ainsi, il peut être significativement plus court que le temps de calcul *unbinned* avec néanmoins une perte de précision car  $\tau$  est intégré sur l'intervalle considéré.

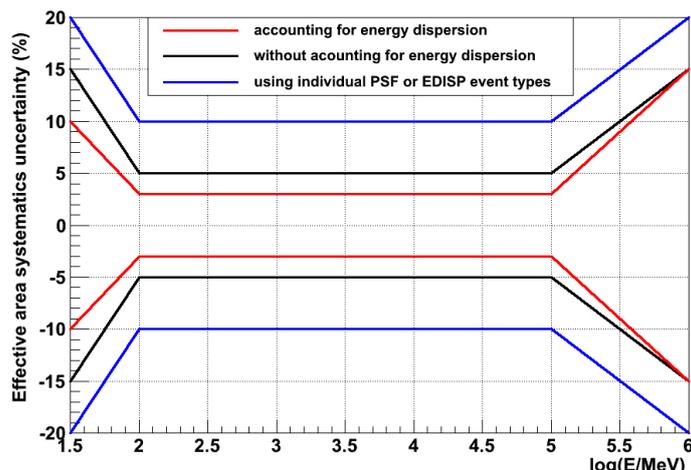
Les équations 5.13 et 5.17 sont très similaires. La seule et réelle différence se situe dans l'intégration à partir de photons uniques ou d'intervalles. Ces équations permettent de comprendre pourquoi la technique de maximum de vraisemblance aide à contraindre les paramètres du modèle. Leur premier terme est responsable de l'accroissement de  $\ln(\mathcal{L})$  lorsque le modèle prédit des évènements dans des bins (comprenant la position, l'énergie et le temps) où la détection est réelle.

### 5.3.3 Courbes de lumière

L'analyse par maximum de vraisemblance s'emploie généralement sur la plus grande plage de données possible, typiquement depuis le début de la mise en opération de *Fermi*/LAT. En effet, plus l'exposition sur une région du ciel est longue et plus la sensibilité de la caméra est grande ( $\propto \sqrt{t_{\text{obs}}}$  dans le cas où la sensibilité est limitée par le bruit de fond).

Cependant, les sources astrophysiques étudiées dans ce manuscrit sont transitoires. Leur rayonnement  $\gamma$  n'est pas constant et survient même généralement au cours d'une très brève période temporelle (par exemple le cas de V404 Cygni, chapitre 10, où l'émission haute énergie ne devient significative que sur une durée  $< 12$  h). Analyser les données du LAT d'un seul bloc peut donc atténuer le signal jusqu'à le rendre complètement insignifiant. Un exemple caractéristique de ce problème concerne la source Cygnus X-3. Ce microquasar est connu pour émettre un rayonnement  $\gamma$  associé à ses phases d'activité intense en radio (par exemple [Fermi LAT Collaboration et al. 2009](#) ; [Corbel et al. 2012](#) ; [Loh et al. 2016b](#)). Moyennée sur quatre années de données, son émission n'est pas significative et a été retirée du catalogue 3FGL car elle ne respectait pas les critères statistiques nécessaires ([Acero et al. 2015](#)).

Afin de repérer une période transitoire d'émission significative, et ainsi précisément caractériser l'évolution du flux de rayons  $\gamma$ , il est donc nécessaire de produire des courbes de lumière. Leur construction implique d'enchaîner une série d'analyses *unbinned* (§5.3.1 et fig. 5.5 car des intervalles de temps relativement courts sont considérés) pour lesquelles on extrait les résultats indépendamment (flux, degré de signification statistique, et éventuellement paramètres spectraux). La caractérisation de l'environnement  $\gamma$  ne peut être



**Figure 5.6** – Enveloppes de variation de l’aire effective en fonction de l’énergie des photons. Les courbes rouge, noire et bleue représentent différents types d’analyses des données du LAT. Celle généralement employée dans le cadre de cette thèse, implique une sélection sur la qualité de la PSF reconstruite (§4.4.1) et est associée à la courbe bleue. L’erreur systématique est donc <10%. **Crédits** : *Fermi* Science Support Center.

effectuée avec précision sur des petits intervalles de temps. On réalise donc au préalable une analyse `binned` (§5.3.2 et fig. 5.5) prenant en compte l’ensemble des données. Les paramètres des fonds de rayonnements diffus et des sources voisines sont ensuite couplés aux valeurs ajustées pour le calcul de la courbe de lumière de la source d’intérêt.

## 5.4 Erreurs et significativité du modèle

L’ajustement des paramètres du modèle de sources aux données du LAT, par la fonction `gtlike`, n’est évidemment pas d’une précision absolue. La principale source d’erreurs systématiques est détaillée en §5.4.1, puis les erreurs statistiques (§5.4.2) qui dominant généralement lors de l’étude de sources faibles. Le Test Statistic utilisé lors de l’évaluation de la présence d’une source  $\gamma$  de haute énergie est décrit en §5.4.3. Enfin, le calcul des cartes de résidus indicatives de la caractérisation correcte de la région étudiée est expliqué en §5.4.5.

### 5.4.1 Erreurs systématiques

L’analyse des données du LAT est affectée par des incertitudes systématiques<sup>13</sup> liées aux imperfections de l’instrument ou celles des méthodes d’analyse (discussion dans [Acero et al. 2015](#)). La plus importante d’entre elles concerne l’imprécision quant à la mesure de l’aire effective  $A_{\text{eff}}$ . La Collaboration *Fermi* a estimé cette incertitude systématique, appelée  $\varepsilon$ , en vérifiant l’adéquation des données avec les prédictions des IRFs (dépendant de  $A_{\text{eff}}$ , voir équation 5.2). La valeur de  $\varepsilon$  dépend de l’énergie  $E_\gamma$  et de la manière dont les analyses sont effectuées (notamment des sélections sur les photons, §5.1.1). La figure 5.6 résume les résultats de ces travaux en présentant le pourcentage

13. Incertitudes systématiques : [http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/LAT\\_caveats.html](http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/LAT_caveats.html).

d'incertitudes systématiques sur la caractérisation de  $A_{\text{eff}}$  en fonction de  $E_\gamma$  et des méthodes d'analyses. La plupart des analyses *Fermi* présentées dans le cadre de cette thèse utilisent des sélections sur la reconstruction de la PSF, ainsi  $\varepsilon(E_\gamma)$  est au maximum de 10% (courbe bleue de la figure 5.6).

En pratique, ces incertitudes peuvent être rapidement évaluées depuis la parution de la version v10r0p5 des *Science Tools*. Les modèles de sources dans le fichier XML peuvent être assignés avec un modèle d'aire effective  $A_{\text{eff,sys}}$  différent du nominal  $A_{\text{eff,nom}}$ . En comparant les résultats des analyses effectuées avec ces deux modèles, on peut estimer l'incertitude systématique des paramètres ajustés. Une telle étude a notamment été réalisée dans le cas de la recherche d'une émission  $\gamma$  de haute énergie lors du sursaut exceptionnel du microquasar V404 Cygni lors de l'été 2015 (chapitre 10). Cependant, bien qu'ayant considéré les variations maximales de  $A_{\text{eff,sys}}$  par rapport à  $A_{\text{eff,nom}}$ , les résultats ont indiqué, pour ce cas, que les incertitudes sont largement dominées par les erreurs statistiques, certainement à cause de la faible signification statistique et de l'intervalle de temps relativement court considéré.

### 5.4.2 Erreurs statistiques

La minimisation des fonctions de vraisemblance par l'outil *gtlike* est réalisée grâce à des algorithmes de minimisation tels que MINUIT<sup>14</sup>. Les erreurs exprimées en sortie du calcul d'un ajustement par maximum de vraisemblance correspondent à l'intervalle de confiance à 68% ( $\equiv 1\sigma$ ). Chaque paramètre  $P$  du modèle de sources ajusté lors de la procédure a un profil de vraisemblance correspondant à la variation de  $\mathcal{L}$  en fonction de ce paramètre  $\partial_P \mathcal{L}(P)$ . Ce profil peut être approximé par une fonction gaussienne. Une variation du profil de  $\Delta \partial_P \mathcal{L}(P) = 1/2$  correspond directement à une variation de la valeur de  $P$  de  $1\sigma$ , l'erreur statistique :

$$\partial_P \mathcal{L}(P_{\text{max}}) - \partial_P \mathcal{L}(P_{\text{max}} \pm \sigma) = \frac{1}{2} \partial_P \mathcal{L}(P_{\text{max}}), \quad (5.18)$$

associée à chaque résultat présenté dans le cadre d'une analyse *Fermi* dans ce manuscrit.

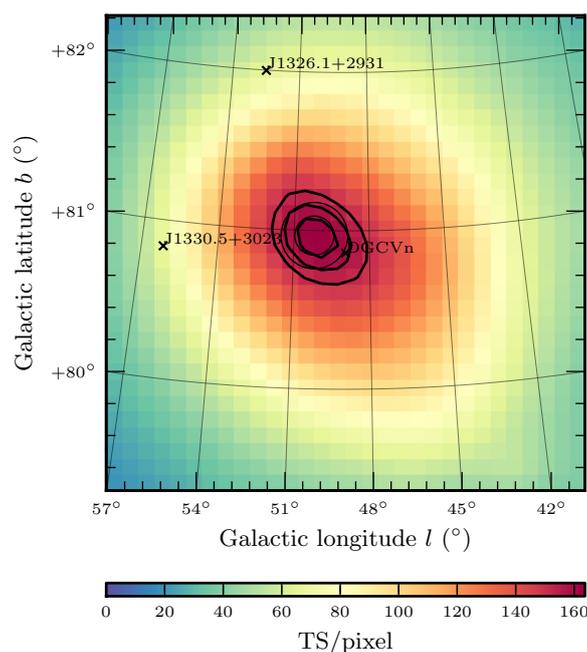
### 5.4.3 Significativité de détection

Comme abordé en §5.3, la comparaison des fonctions de vraisemblance permet de privilégier un modèle de sources par rapport à l'autre et leur rapport est utilisé pour déterminer la signification statistique d'une source. Une hypothèse nulle est définie pour laquelle aucune source n'existe à la position considérée, la fonction de vraisemblance correspondante est  $\mathcal{L}_0$ . L'hypothèse alternative est donc l'existence d'une source  $S$  à cet endroit et sa fonction de vraisemblance est  $\mathcal{L}_S$ . Définissons le TS (Test Statistic) du point source comme le rapport entre le modèle avec et sans source (Mattox et al. 1996) :

$$\boxed{\text{TS} = 2 \ln \left( \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_0} \right)}. \quad (5.19)$$

Le théorème de Wilks assure que le TS est distribué asymptotiquement comme un  $\chi_n^2$  où  $n$  est le nombre de degrés de liberté supplémentaires induits par l'ajout de la

14. Voir <http://lcgapp.cern.ch/project/cls/work-packages/mathlibs/minuit/doc/doc.html>.

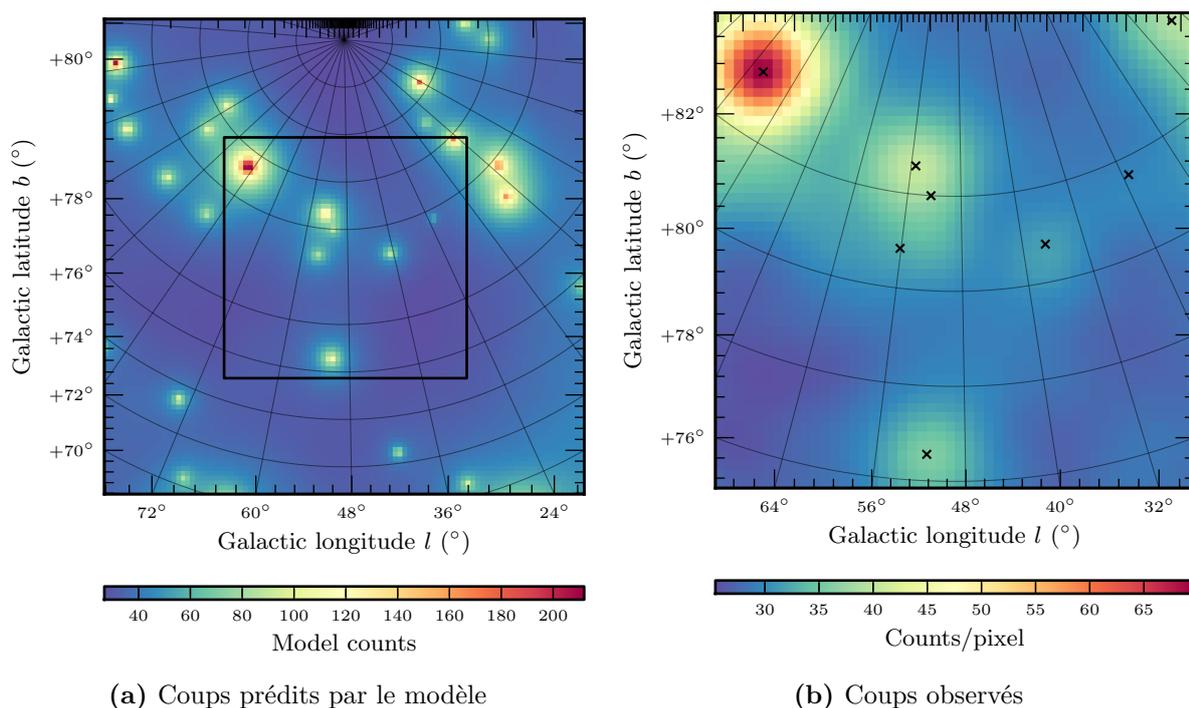


**Figure 5.7** – Carte de TS résiduel réalisée grâce à l’outil `gttsmap` centrée sur l’étoile binaire DG CVn. La région a une dimension de  $3^\circ \times 3^\circ$  et la grille d’évaluation un pas de  $0.1^\circ$ . Les zones de confiance sur la localisation à 68 et 95% calculées par `gtfindsrc` sont présentées sous la forme de cercles fins. L’évaluation de ces zones à 68, 95 et 99% grâce à la distribution du TS (équation 5.22) est représentée sous la forme de contours ellipsoïdaux noirs compatibles avec l’estimation de `gtfindsrc`.

source (Mattox et al. 1996). La signification statistique d’une source est estimée à  $\sigma \sim \sqrt{\text{TS}}$  (vraie pour  $n = 1$  et approximativement pour de grandes significativités). Comme le montre l’équation 5.19, le TS croît à mesure que  $\mathcal{L}_S$  augmente, ce qui se produit lorsque la prédiction du modèle se rapproche de la réalité des données. Ainsi, un TS relativement grand indique que l’hypothèse nulle est incorrecte et qu’une source est réellement présente. À titre indicatif, une source est détectée si son TS est supérieur à  $\sim 25 \simeq 5\sigma$ . Lorsque le TS est trop faible pour qu’une source puisse être considérée détectée, on fournit la limite supérieure à 95% de confiance sur son flux, calculée selon la méthode semi-Bayésienne de Helene (1991) et implémentée dans la suite `pyLikelihood`.

#### 5.4.4 Localisation et carte de TS

La localisation d’une source d’émission de haute énergie relève d’une importance primordiale pour son identification compte tenu de la dimension relativement conséquente de la PSF du LAT (§4.4.4). L’analyse par maximum de vraisemblance présentée en §5.3 se base sur un modèle de sources dont les positions sont fixées. Un outil supplémentaire, `gtfindsrc`, est utilisé pour évaluer la dépendance de la fonction de vraisemblance suivant la position sur le ciel d’un modèle spectral de source. Il est développé dans le cadre d’une analyse `unbinned` et sert à estimer la localisation d’un point source en déterminant le meilleur TS évalué à différents endroits autour d’une position initiale. `gtfindsrc` retourne la position optimale du point source ainsi que l’incertitude statistique à 68% :



**Figure 5.8** – La figure 5.8a présente la carte des coups prédits par le modèle résultant de l’analyse binned des sources de la région de DG CVn, une étoile binaire au centre de la carte (chapitre 9). La figure 5.8b présente, quant à elle, la carte lissée des coups observés par le LAT dans la région encadrée de la fig. 5.8a. Les sources incluses dans le modèle de la région sont représentées par des croix noires. DG CVn n’est pas encore ajoutée au modèle.

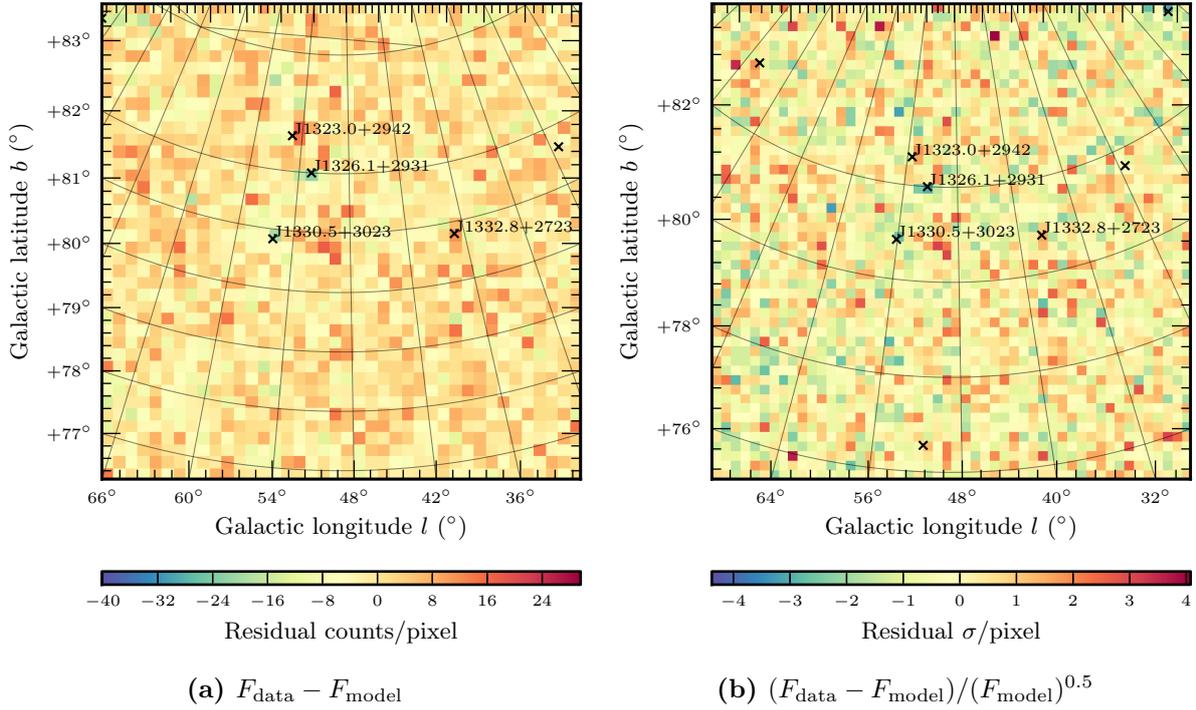
$r_{68\text{stat}}$ . En rajoutant les incertitudes systématiques en quadrature aux incertitudes statistiques, le rayon de la région de confiance à 68% sur la localisation d’un point source dans les données du LAT s’écrit (Acero et al. 2015) :

$$r_{68}^2 = r_{68\text{stat}}^2 + 0.005^2. \quad (5.20)$$

La valeur de la région de confiance à 95% est également présentée, pour laquelle le rayon  $r_{95\text{stat}} = 1.6225 r_{68}$ . En tenant compte des incertitudes systématiques :

$$r_{95}^2 = (1.05 r_{95\text{stat}})^2 + 0.005^2. \quad (5.21)$$

La détermination de la position d’une source ponctuelle fait intervenir une évaluation du TS à différentes positions autour de celle recherchée. Ce calcul est généralisé dans le cas de la construction d’une carte de TS grâce à l’outil `gttsmap`. Ce type de carte permet de visualiser très concrètement la distribution du niveau de significativité de l’émission  $\gamma$  d’une source. Après que le modèle de source correspondant à la région étudiée ait été correctement ajusté, on retire le modèle de la source d’intérêt et fixe les paramètres spectraux de toutes les autres sources. `gttsmap` utilise ce modèle de ciel et teste la pertinence d’une source (généralisée par une loi de puissance d’indice  $\Gamma = -2$ ) sur tous les points de la grille, dont le pas est défini par l’utilisateur. Le résultat de cette opération est le TS résiduel, non pris en compte par le modèle de source donné en entrée, c’est-à-dire la répartition du TS de la source d’intérêt.



**Figure 5.9** – Les figures 5.9a & 5.9b présentent l’émission résiduelle  $F_{\text{res}}$  suite à l’analyse binned des données du LAT dans la région de DG CVn (chapitre 9) respectivement en terme de coups et en terme de  $\sigma$ .

La figure 5.7 illustre une carte de TS réalisée lors de l’étude du système d’étoiles binaires DG CVn où le TS d’un point source a été estimé sur une région du ciel de  $3^\circ \times 3^\circ$  centré sur la binaire, avec un pas de  $0.1^\circ$ . Le TS éloigné de la source est nul ce qui indique que le modèle de ciel a été proprement ajusté aux données. On peut également se servir de la distribution spatiale du TS pour estimer la position d’une source ponctuelle et l’erreur associée (Acero et al. 2015). En supposant que le TS est distribué comme un  $\chi^2$  à deux degrés de liberté (correspondant à la position, étant donné que tous les autres paramètres sont laissés fixes), la fonction de distribution cumulative s’exprime comme :

$$F(\Delta\text{TS}) = 1 - e^{-\Delta\text{TS}/2}. \quad (5.22)$$

En évaluant cette fonction  $F$  pour des  $\Delta\text{TS}$  donnés, on peut également estimer les régions de confiance dont les résultats sont compatibles avec ceux retournés par `gtfindsrc` sans pré-supposer une distribution circulaire (fig. 5.7).

#### 5.4.5 Carte des résidus

Idéalement, à la fin d’une analyse des données  $\gamma$  de haute énergie du LAT, les paramètres du modèle de source ont été contraints lors du calcul de maximum de vraisemblance implémenté dans `gtlike` pour s’approcher des données de manière optimale. Ainsi, la convolution du modèle avec les fonctions de réponses instrumentales devrait produire une carte d’émission du ciel  $F_{\text{model}}$  très proche de ce qui est réellement observé  $F_{\text{data}}$ . Cette convolution est réalisée grâce à l’outil `gtmodel` et illustrée en figure 5.8a dans le cas de l’analyse de la région entourant la binaire DG CVn.

Les coups prédits par le modèle ajusté sont comparés aux données réelles (fig. 5.8b). La production des cartes d'émission résiduelle  $F_{\text{res}}$ , comme celles de la figure 5.9, sont particulièrement utiles pour s'assurer visuellement de la bonne prise en compte de toutes les sources d'émission  $\gamma$  de la région étudiée. Un histogramme des coups résiduels est systématiquement produit, on vérifie alors le profil gaussien centré sur 0.

---

# 6

## Observations radio avec le Very Large Array

---

---

<b>6.1</b>	<b>Développement de la radioastronomie . . . . .</b>	<b>90</b>
6.1.1	Premiers pas . . . . .	90
6.1.2	Interférométrie à synthèse d'ouverture . . . . .	91
6.1.3	Principales découvertes . . . . .	92
6.1.4	Radioastronomie moderne . . . . .	93
<b>6.2</b>	<b>Very Large Array . . . . .</b>	<b>93</b>
6.2.1	Construction et évolution . . . . .	94
6.2.2	Situation géographique . . . . .	94
6.2.3	Design . . . . .	95
6.2.4	Objectifs scientifiques . . . . .	96
<b>6.3</b>	<b>Spécificités instrumentales du VLA . . . . .</b>	<b>97</b>
6.3.1	Antennes . . . . .	97
6.3.2	Récepteurs . . . . .	98
6.3.3	Corrélateur . . . . .	99
<b>6.4</b>	<b>Performances du VLA . . . . .</b>	<b>100</b>
6.4.1	Interférences . . . . .	100
6.4.2	Sensibilité . . . . .	101
6.4.3	Résolution angulaire . . . . .	103

---

LE RAYONNEMENT radiométrique est, énergétiquement parlant, diamétralement opposé au rayonnement  $\gamma$  porté par des photons de haute énergie dont la détection et l'analyse ont été décrites aux chapitres 4 & 5. Du point de vue du spectre électromagnétique, le terme *radio* désigne les longueurs d'onde supérieures au millimètre. L'atmosphère terrestre est notamment transparente à ce rayonnement entre  $\sim 10$  MHz et  $\sim 100$  GHz. En dessous de cette plage fréquentielle, les ondes sont réfléchies/partiellement absorbées par le plasma composant l'ionosphère terrestre dont la fréquence de coupure<sup>1</sup> est justement proche de  $f_c \sim 10$  MHz. La spécificité des techniques employées dans la détection de ce rayonnement particulier contraste avec ce qui est utilisé dans le domaine visible ou à haute énergie. Dans ces derniers cas, l'instrument mesure les sous-produits du passage des photons, alors qu'en radio, les ondes électromagnétiques sont détectées

---

1.  $f_c = (1/2\pi)(N_e e^2 / \varepsilon_0 m_e)^{0.5} = 9(N_e [\text{m}^{-3}])^{0.5}$  [Hz] où  $N_e$  est la densité des électrons du plasma,  $e$  est la charge électrique élémentaire,  $m_e$  est la masse d'un électron et  $\varepsilon_0$  est la permittivité diélectrique.

de manière cohérente (c'est-à-dire en mesurant à la fois l'information d'amplitude et de phase du champ électrique incident). Comme déjà abordé au chapitre 2, les ondes radio témoignent de certains phénomènes les plus énergétiques dans l'Univers. Les jets relativistes sont notamment de puissants émetteurs radio via des processus non-thermiques comme l'effet synchrotron des électrons relativistes spiralant autour des lignes de champ magnétique (chapitre 3). Ces mêmes électrons sont responsables des émissions à plus haute énergie, ce qui implique un lien direct entre la radio et le rayonnement HE.

Avant de décrire le réseau du Very Large Array (VLA) en §6.2, un développement historique succinct de la radioastronomie est présenté en §6.1. Les spécificités instrumentales de l'interféromètre VLA utilisé pour l'observation radio des microquasars et ses performances sont décrites en §6.3 et §6.4.

## 6.1 Développement de la radioastronomie

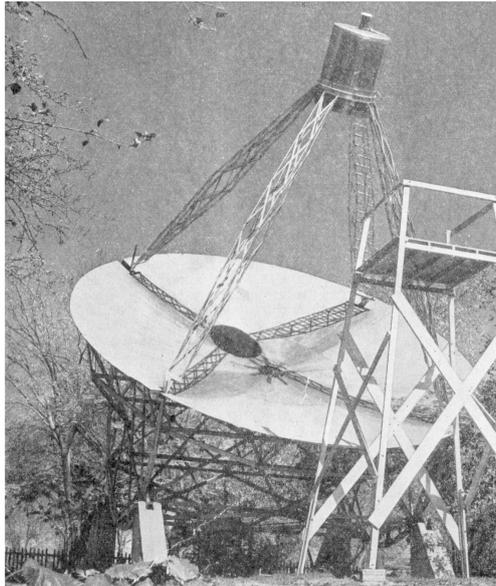
### 6.1.1 Premiers pas

La radioastronomie est née au début des années 1930 alors que Karl Jansky<sup>2</sup>, un ingénieur travaillant pour *Bell Telephone Laboratories, Inc.*, tentait de déterminer l'origine d'un signal parasite qui perturbait les télécommunications autour de 20.5 MHz. Il identifia certaines sources d'origine terrestre (orages). À sa grande surprise, il découvrit aussi qu'une des sources de ce bruit était extra-terrestre (Jansky 1933). Le motif périodique du signal radio (dont la période est de 23 h et 56 min) qu'il observa fut associé à la constellation Sagittarius au centre de la Galaxie. Parmi ses contemporains intéressés, Grote Reber suggéra que cette émission pouvait être d'origine thermique, impliquant des objets relativement chauds qu'il serait donc plus facile d'observer à haute fréquence. Il construisit alors dans son jardin la première antenne radio parabolique de 9.5 m de diamètre (voir une photographie en fig. 6.1), dotée de trois récepteurs sensibles aux ondes de fréquence 3300, 900 et 160 MHz (Reber 1940). Bien qu'il n'ait pu prouver son hypothèse initiale, ses travaux aboutirent à l'élaboration des premières cartes radio du ciel, et particulièrement du plan Galactique. Grote Reber devint l'un des pionniers de ce qui est appelé aujourd'hui la radioastronomie. Ses contributions incitèrent les scientifiques à bâtir des antennes plus grandes et plus performantes en se fondant sur les techniques en télécommunication développées pendant ou peu après la Seconde Guerre mondiale.

Comme l'avait également supposé Karl Jansky pour expliquer l'origine des parasites qu'il observait, le Soleil, objet le plus énergétique à proximité de la Terre, a été une cible de premier choix pour les premiers radioastronomes. Après des tentatives précoces infructueuses réalisées par Thomas A. Edison en 1890, Oliver J. Lodge en 1897 et Charles Norman en 1900, la Seconde Guerre mondiale et le développement des technologies radar permirent la détection d'ondes radio provenant du Soleil (le 27 février 1942 par James S. Hey, un chercheur de l'armée britannique et un peu plus tard par George C. Southworth de chez *Bell Telephone Laboratories, Inc.*). Ces découvertes furent dissimulées sous la contrainte du secret militaire, contrairement à celles de Grote Reber qui publia en premier l'observation d'ondes radiométriques en provenance du Soleil (Reber 1944).

---

2. Karl Jansky a donné son nom à l'unité de mesure de la densité de flux radio dont la valeur est  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  en unités SI et  $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  dans le système CGS.



**Figure 6.1** – Première antenne parabolique de 9.5 m construite par Grote Reber. Photographie tirée de [Reber \(1944\)](#).

### 6.1.2 Interférométrie à synthèse d’ouverture

Consécutivement à ces découvertes, des chercheurs encadrés par John A. Ratcliffe qui avaient contribué au développement des radars durant la guerre, se rassemblèrent à l’université de Cambridge et créèrent un groupe de radiophysique dédié à l’étude du rayonnement basse fréquence du Soleil. Rapidement, d’autres sources radio furent la cible des recherches menées par ce groupe et il devint indispensable d’affiner la résolution angulaire des instruments pour dissocier les origines des signaux observés. Sachant que ce pouvoir de résolution est proportionnel à  $\lambda/d$ , où  $\lambda$  est la longueur d’onde (du millimètre jusqu’à plusieurs dizaines de mètres dans le cas des ondes radio), son amélioration dépend donc de l’ouverture  $d$  de l’instrument. La limitation technologique relative à la production d’antennes mesurant plusieurs centaines de mètres<sup>3</sup> a conduit au développement des techniques d’interférométrie radio (décrites en détail au chapitre 7 consacré à l’analyse des données interférométriques).

Martin Ryle et Anthony Hewish développèrent la technique d’interférométrie à synthèse d’ouverture ([Ryle et al. 1950](#)). Avec leur équipe à l’université de Cambridge, ils fondèrent l’observatoire de radioastronomie Mullard dans les années 1950. Tous deux furent récompensés d’un prix Nobel de Physique en 1974 : M. Ryle pour cette technique révolutionnaire et A. Hewish pour son rôle dans la découverte des pulsars (avec son étudiante Jocelyn Bell, [Hewish et al. 1968](#)). En combinant les signaux recueillis par un ensemble de télescopes, l’interférométrie à synthèse d’ouverture permet de produire des images dont la résolution effective dépend de la distance  $b$  entre les deux antennes les plus éloignées plutôt que de la dimension d’une antenne individuelle. À chaque séparation (ou ligne de base entre deux télescopes) et chaque orientation profitant par exemple de la rotation de la Terre, l’interféromètre mesure une *visibilité* qui n’est autre que la transformée de Fourier de la répartition spatiale du signal radio de l’objet observé.

---

3. Voir par exemple l’effondrement du *300-foot Telescope* à Green Bank le 15 novembre 1988.

L'amélioration de la performance et de la puissance de calcul des ordinateurs vers la fin des années 1960 ont largement profité au développement de cette technique, nécessitant l'étalonnage ainsi que la réalisation de transformations de Fourier inverses gourmandes en ressources de calcul.

### 6.1.3 Principales découvertes

Cette nouvelle fenêtre ouverte sur l'Univers s'accompagna d'un enchaînement de découvertes scientifiques majeures énumérées au cours de cette section. En plus du plan Galactique et du Soleil, les années 40–50 virent la découverte de l'émission radio de la Lune (Dicke & Beringer 1946). Contrairement à la lumière visible, seule une part négligeable de la lumière radio du Soleil est réfléchi sur le satellite. Son rayonnement basse fréquence est dû à l'émission thermique liée à la température du corps. L'émission radio non-thermique en provenance des radio galaxies, produites principalement par leurs puissants jets relativistes, fut aussi détectée à cette période (voir par exemple Hey et al. 1946, pour le cas de Cygnus A).

Il fallut attendre le début des années 1950 pour que la raie à 21 cm soit découverte (Ewen & Purcell 1951). Cette dernière marque un tournant remarquable dans l'histoire de la radioastronomie. L'émission est associée à la transition hyperfine de l'atome d'hydrogène (relative au changement de spin de l'électron qui s'aligne anti-parallèlement avec celui du proton en libérant une énergie de  $\sim 10^{-6}$  eV) qui a une très faible probabilité de se produire. Les atomes d'hydrogène étant largement majoritaires, cette raie caractéristique a permis de cartographier dynamiquement la Voie Lactée ainsi que l'Univers distant.

Rappelons aussi la découverte des pulsars (Hewish et al. 1968), ainsi que celle des quasars par Schmidt (1963) dont la mesure du redshift de la source 3C 273 révéla sa nature extragalactique et permit de reconnaître une nouvelle classe de noyaux actifs de galaxies. L'émission résiduelle du fond diffus cosmologique, relique du Big Bang, fut aussi découverte à cette période par Penzias & Wilson (1965, prix Nobel 1978) de manière fortuite alors qu'ils tentaient de mesurer de très faibles ondes radio.

La première détection, bien qu'indirecte<sup>4</sup>, de l'existence des ondes gravitationnelles a été faite en mesurant les pulses radio en provenance du système PSR B1913+16 (Hulse & Taylor 1975 ; Taylor & Weisberg 1982). L'observation du rapprochement des composantes de la binaire (pulsar-étoile à neutrons) était conforme aux prédictions de la relativité générale avec une libération d'énergie gravitationnelle. Il est aussi notable de remarquer que la première découverte d'une exoplanète fut réalisée dans le domaine radio. PSR B1257+12 B se trouve dans la constellation Virgo, en orbite autour d'un pulsar dont l'analyse des pulsations permit de révéler son existence (Wolszczan & Frail 1992). Plus récemment, les Fast Radio Bursts (FRBs) ont été découverts (Lorimer et al. 2007) : des sursauts radio de quelques millisecondes dont les mesures de dispersion traduisent leur origine extragalactique. La nature de ces phénomènes reste pour le moins mystérieuse (e.g., Keane et al. 2016 ; Williams & Berger 2016 ; Spitler et al. 2016).

---

4. Les ondes gravitationnelles, provenant de la coalescence de deux trous noirs, ont depuis été directement mesurées grâce aux interféromètres-lasers LIGO aux États-Unis (Abbott et al. 2016).

### 6.1.4 Radioastronomie moderne

Le développement des instruments d'observation a porté ces découvertes depuis les années 1950, avec la création des sites de Cambridge (UK), Jodrell Bank (UK), Westerbork (NL), Parkes (AU), Green Bank (USA), Arecibo (USA), Nançay (FR), etc. Ces derniers reposent encore sur les technologies de type *single-dish*.

La technologie de synthèse d'ouverture permet le déploiement de réseaux d'antennes et d'interféromètres dans les années 1960–70. À la suite des premiers interféromètres radio, comme le One Mile Telescope (1964) et le télescope Ryle (connu aussi comme le *5-km Telescope*, aujourd'hui AMI pour Arcminute Microkelvin Imager) construit en 1971, les projets sont devenus de plus en plus ambitieux dans le but d'améliorer la sensibilité de détection et la résolution angulaire.

On peut aujourd'hui considérer que la radioastronomie connaît un « âge d'or ». En effet, elle bénéficie des performances exceptionnelles de réseaux construits dans les années 1980 comme le Very Large Array sur lequel on reviendra longuement en §6.2, le Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT, NL), le Australia Telescope Compact Array (ATCA, AU), le Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT, IN), etc. Elle bénéficie également des progrès notables en informatique sur les plans du stockage et de la capacité de calcul.

Par ailleurs, plusieurs projets d'ampleur mondiale, tant en terme de collaboration scientifique que de localisation géographique (avec des instruments de dimension continentale), sont actuellement en développement comme LOFAR<sup>5</sup> (EU), MeerKAT (ZA), ASKAP (AU) et le Square Kilometer Array (SKA, ZA–AU, Braun et al. 2015, et les références associées).

Tous ces nouveaux instruments reposent désormais sur la technique de synthèse d'ouverture, sous la forme de réseaux d'antennes. L'amélioration de la sensibilité, du nombre d'antennes, de la taille des instruments et des techniques associées de Very Long Baseline Interferometry (VLBI) permettront d'explorer des paramètres encore inconnus tant en terme de brillance que de dimension angulaire. Ces caractéristiques seront exacerbées avec la construction du SKA, mais posent aussi les questions afférentes au traitement numérique et au stockage des données qu'il sera nécessaire d'optimiser grâce à de nouvelles technologies.

## 6.2 Very Large Array

Le réseau interférométrique de télescopes radio Very Large Array (VLA, Napier et al. 1983) fait partie du centre de recherche National Radio Astronomy Observatory (NRAO) gérant notamment le Green Bank Telescope (en Virginie-Occidentale, USA), le Very Long Baseline Array (VLBA) et plus récemment le Atacama Large Millimeter/submm Array (ALMA, dans le désert d'Atacama au Chili) en partenariat avec l'ESO et le Japon. De cet instrument sont issues les données radio exploitées au cours de ma thèse, notamment dans les chapitres 11 et 12.

---

5. LOFAR est déjà en fonctionnement mais de nouvelles stations sont en cours de construction à travers l'Europe.



**Figure 6.2** – Very Large Array. **Crédits** : NRAO/AUI and NRAO.

### 6.2.1 Construction et évolution

Dès les années 1960, les scientifiques du NRAO exprimèrent leur souhait de pouvoir utiliser un réseau de télescopes afin de compléter les observations des *single-dish* existants. L'interféromètre Green Bank, composé de quatre antennes, fut développé dans le but d'ouvrir la voie à la nouvelle génération d'instruments (amélioration de la communication, des techniques de corrélation et d'étalonnage). L'élaboration du Very Large Array s'initia dans les années 1970 et reçut l'approbation du Congrès américain en 1972. Sa construction s'acheva en 1980 dans le désert de New Mexico (Thompson et al. 1980). À l'origine, ses récepteurs n'étaient sensibles que dans quatre bandes de fréquence (à 21 cm pour observer la raie de transition hyperfine de l'hydrogène, §6.1.3, 6 cm, 2 cm et 1.3 cm). Leurs performances étaient alors très éloignées des performances actuelles, tant en terme de sensibilité que de taille de bande passante. Pour l'époque, le VLA surclassait les autres réseaux interférométriques (fig. 6.7). Il offrait aux observateurs une sensibilité sans précédent, une bonne résolution angulaire, une couverture fréquentielle relativement grande et un design modulable permettant des utilisations variées.

Avec l'objectif de toujours demeurer à la pointe de la technologie, le VLA subit plusieurs métamorphoses au cours de son histoire. De 1980 à 2000, de nouveaux récepteurs furent installés avec des nouvelles bandes de fréquences accessibles associées. Cependant, le transport des données et les techniques de corrélation des signaux ne changèrent pas. Il faut attendre 2001 pour qu'un projet majeur d'amélioration soit entrepris : « VLA expansion ». Aboutissant en 2012 (Perley et al. 2011), le projet de mise à niveau offrit au VLA des capacités accrues d'un, voire trois ordres de grandeur, à l'exception de la résolution spatiale par rapport à sa version précédente (table 6.3). Ces caractéristiques sont celles que l'instrument, rebaptisé « Jansky Very Large Array », possède actuellement.

### 6.2.2 Situation géographique

À l'instar de la plupart des télescopes, le choix du site de construction est crucial pour maximiser la qualité des données. Chaque domaine de longueur d'onde impose des contraintes spécifiques aux instruments de détection. Dans le cas de la radio et du VLA, deux principales conditions en terme de localisation doivent être remplies :

- Les intensités des ondes radio provenant de sources astrophysiques sont des mil-



**Figure 6.3** – Partie centrale de l’interféromètre Very Large Array à New Mexico en configuration D, la plus compacte. **Crédits** : NRAO.

liards de milliards de fois moins intenses que leurs équivalents terrestres. Les télescopes radio doivent donc idéalement être placés là où sont minimisés les signaux interférentiels émis par les télécommunications ou la nature.

- L’humidité est un inconvénient pour la radioastronomie au-delà de quelques centaines de MHz. En effet, les molécules d’eau déforment/absorbent les ondes radio qui passent à travers en polluant considérablement les données acquises à certaines fréquences. En fait, ce phénomène est couramment observé dans les fours à micro-ondes qui utilisent l’absorption (ou les pertes diélectriques) d’un rayonnement à 2.45 GHz (dans la bande passante du VLA) dans les molécules d’eau, les agitant et les chauffant<sup>6</sup>. Les télescopes radio qui collectent la lumière dans ces gammes de fréquence doivent donc idéalement être placés dans les zones désertiques.

Afin de respecter ces conditions, le VLA a été construit dans les plaines de San Agustin au Nouveau Mexique, USA. C’est un environnement globalement plat et désertique éloigné des zones urbaines. La ville la plus proche est Socorro, siège du NRAO. Le réseau interférométrique est protégé des interférences humaines par une barrière rocheuse naturelle entourant le site. L’élévation de 2100 m et le climat désertique ( $\sim 20$  cm de précipitations par an avec un degré d’ensoleillement de 76%) garantissent des conditions optimales d’observation la plupart du temps.

### 6.2.3 Design

28 antennes composent l’interféromètre VLA : 27 fonctionnelles lors des observations, la dernière est utilisée en cas de panne. Chacune d’entre elle épouse un design parabolique de 25 m de diamètre comprenant huit récepteurs radio organisés sur un plateau tournant s’alignant avec le foyer et sensibles dans différentes gammes de fréquence (voir fig. 6.5 et §6.3.2). Les paraboles sont installées sur des montures alt-azimutales, elles-mêmes

---

6. En fait, il faudrait aussi directement s’éloigner le plus possible des fours à micro-ondes (voir le cas des « perytons » produits par l’équipement électroménager du télescope Parkes, ressemblant à des signaux extragalactiques, [Petroff et al. 2015](#)).

disposées le long de trois branches formant un « Y », caractéristique du VLA. Cette disposition particulière permet d'échantillonner efficacement le plan  $uv$  ( $u$  et  $v$  étant les fréquences spatiales du ciel). Comme évoqué en §6.1.2 et détaillé au chapitre 7, un interféromètre mesure la transformée de Fourier de son champ de vue (on parle aussi de *visibilités*) ou encore la fonction de cohérence spatiale formée par la corrélation des signaux enregistrés par les éléments du réseau. L'échantillonnage des fréquences spatiales, dans le plan  $uv$ , dépend donc de la disposition des antennes. Plus un interféromètre possède de lignes de base différentes (projection de la séparation entre deux télescopes vue de la source astrophysique), plus l'échantillonnage du plan  $uv$  est complet et permet ainsi d'observer toutes les échelles spatiales du champ de vue.

Le VLA possède donc trois bras sur lesquels sont placées neuf antennes. L'avantage de cette répartition réside dans la facilité de repositionner les instruments. De grandes lignes de base  $b$  permettent de sonder les plus petites échelles spatiales, puisque la résolution est proportionnelle à  $\lambda/b$ , alors que de petites lignes donnent accès aux émissions plus étendues. Comme il est visible sur la fig. 6.3, les paraboles sont fixées sur des rails permettant un entretien et une reconfiguration en un temps record.

Environ tous les 4 mois, des véhicules de transport spécialement conçus à cet effet déplacent les antennes pour alterner les configurations du réseau<sup>7</sup>. Ces configurations sont dénotées D, C, B et A et leurs échelles spatiales varient d'un rapport 1 : 3.28 : 10.8 : 35.5 respectivement de la plus petite ( $b_{D,\min} = 0.035$  km,  $b_{D,\max} = 1.03$  km) à la plus grande ( $b_{A,\min} = 0.68$  km,  $b_{A,\max} = 36.4$  km). Étant donné que les antennes peuvent être déplacées indépendamment les unes des autres, il existe des configurations intermédiaires aux quatre mentionnées, dites *hybrides*. Ces configurations s'enchaînent lors des transitions selon :  $D \rightarrow DnC \rightarrow C \rightarrow CnB \rightarrow B \rightarrow BnA \rightarrow A \rightarrow AnD \rightarrow \dots$

#### 6.2.4 Objectifs scientifiques

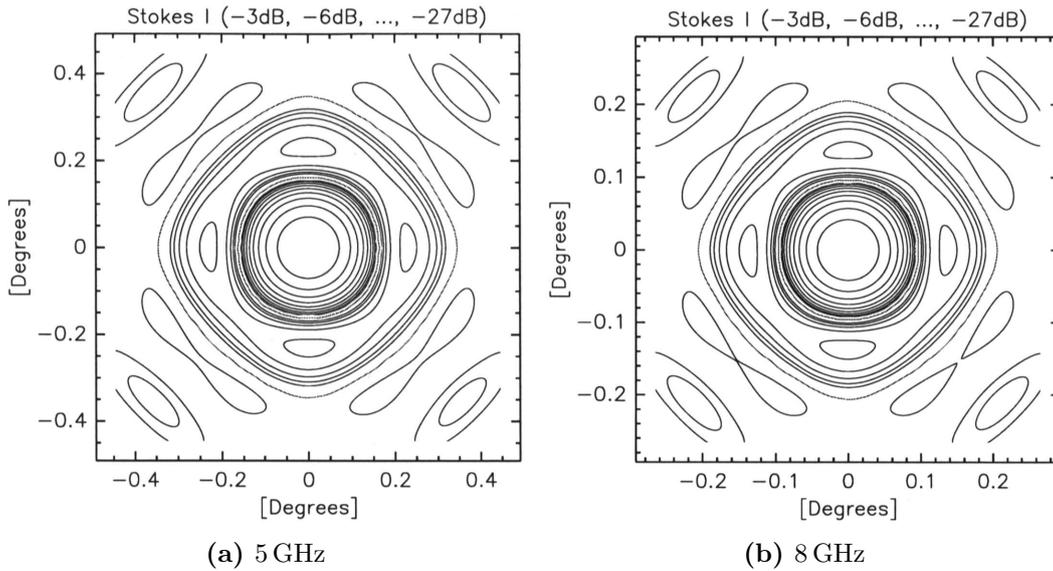
Le design du VLA est issu de la technologie disponible dans les années 1970 répondant aux questions scientifiques pour lesquelles l'instrument était dédié. Ces questions incluaient notamment l'observation de l'émission décalée vers le rouge (*redshiftée*) de l'hydrogène neutre des galaxies proches et la caractérisation de l'émission continuum des quasars, des radio galaxies et des restes de supernovæ. La flexibilité de configuration de cet instrument a non seulement permis de répondre à ces questions mais aussi de s'adapter à une vaste gamme de problèmes astrophysiques non-anticipés.

Lors de la dernière évolution du VLA, les thèmes scientifiques d'intérêt identifiés (Perley et al. 2011), qui ont contraint les spécifications techniques, sont :

- « L'Univers magnétique » : mesurer l'intensité et la configuration des champs magnétiques astrophysiques au travers de mesures en polarisation ;
- « l'Univers obscur » : permettre de répertorier correctement et imager les objets enveloppés de poussières, invisibles à d'autres longueurs d'onde ;
- « l'Univers transitoire » : permettre une réponse rapide aux alertes d'activité de sources transitoires ;
- « l'Univers changeant » : suivre la formation et l'évolution des objets célestes, des étoiles jusqu'aux noyaux actifs de galaxies.

---

7. <https://science.nrao.edu/facilities/vla/proposing/configpropdeadlines> : planification de ces configurations.



**Figure 6.4** – Diagramme de rayonnement d’une antenne du VLA. Illustration d’une simulation dépeignant le gain en dB jusqu’aux deuxièmes lobes secondaires (voir aussi fig. 7.1) dans les bandes fréquentielles correspondant aux données présentées dans ce manuscrit. **Crédits** : W. Brisken, *Using Grasp8 to study the VLA beam*, NRAO, 2003.

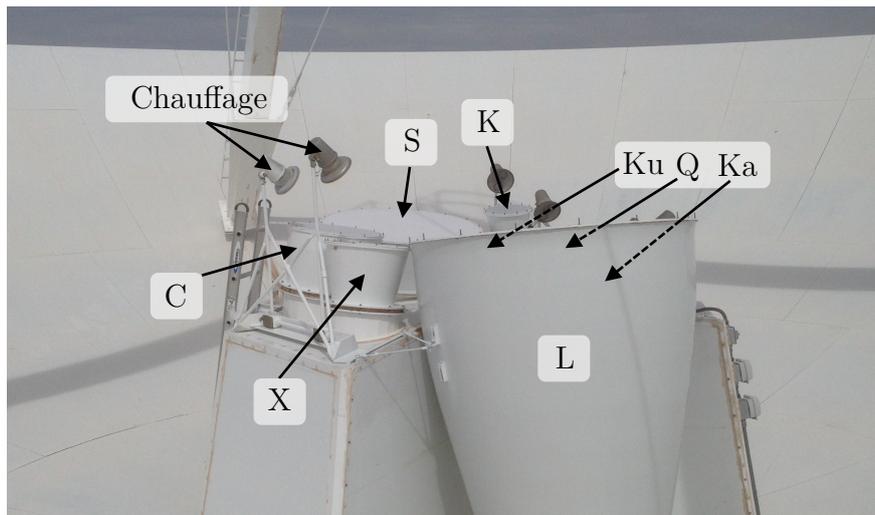
## 6.3 Spécificités instrumentales du VLA

Cette section vise à expliquer les principales étapes d’acquisition et de traitement du signal radio au VLA sans nécessairement aborder les détails techniques. Le lecteur intéressé par ces aspects peut compléter ces informations dans les références [Perley et al. \(2009, 2011\)](#), et les sources associées) par exemple.

### 6.3.1 Antennes

Afin de fournir des valeurs optimales de sensibilité et de champ de vue (§6.4.2), les antennes du VLA ont été construites sous la forme de surfaces réfléchissantes paraboliques de diamètre  $D_{\text{dish}} = 25$  m. La figure 6.4 illustre le résultat d’une simulation du diagramme de rayonnement typique d’une antenne du VLA. La largeur à mi-hauteur du lobe principal (contour à  $-3$  dB par rapport au maximum) est circulaire avec un diamètre de  $\sim 0.14^\circ$ . La dimension des antennes a été optimisée pour recevoir les ondes radio entre  $\sim 1$  et  $\sim 50$  GHz (tab. 6.1) tout en conservant un champ de vue considérable ( $\propto D_{\text{dish}}^{-1}$ ). La précision de la surface est de  $\lambda/16$  pour des fréquences de 22 GHz ([Napiier et al. 1983](#)). Les paraboles sont supportées par des montures de type alt-azimutales prévues pour pointer jusqu’à des angles d’élévation de  $9^\circ$ .

Le point focal secondaire est légèrement hors-axe dans la géométrie Cassegrain du télescope. Les récepteurs (§6.3.2) sont montés en cercle au centre des antennes (fig. 6.5). Ainsi, il est possible de modifier la bande de fréquence d’observation par une rotation du réflecteur secondaire pour focaliser le rayonnement sur le récepteur approprié.



**Figure 6.5** – Dispositif des récepteurs au foyer des antennes du VLA. Un système de chauffage est installé pour éviter la formation de glace sur leur partie supérieure. **Crédits** : A. Loh.

### 6.3.2 Récepteurs

Chaque antenne du VLA est équipée de huit récepteurs offrant un domaine de sensibilité quasi-continu entre 1 et 50 GHz. Leur rôle est de collecter et d'amplifier le signal radio, relativement faible, tout en minimisant l'introduction de bruit parasite. Ils sont placés au foyer Cassegrain (fig. 6.5) et couvrent les bandes de fréquence 1–2 GHz (bande L), 2–4 GHz (bande S), 4–8 GHz (bande C), 8–12 GHz (bande X), 12–18 GHz (bande Ku), 18–26.5 GHz (bande K), 26.5–40 GHz (bande Ka) et 40–50 GHz (bande Q), comme résumé en table 6.1. Avec le VLA, il est aussi possible d'observer à plus basse fréquence grâce à l'installation de récepteurs au niveau des réflecteurs secondaires, c'est-à-dire 54–86 MHz (bande 4), 230–470 MHz (bande P). Tous les récepteurs sont à même de détecter la polarisation circulaire des ondes radio. En d'autres termes, ils peuvent séparer les composantes « polarisation circulaire gauche » (appelée *L* par la suite) et « droite » (*R*) du rayonnement incident. Afin d'acquérir des données avec le moins de bruit instrumental, trois solutions techniques sont systématiquement employées. Dans un premier temps, un refroidissement (par gaz) d'un maximum de composants électroniques de la chaîne de mesure est assuré. Cela permet de réduire de manière drastique leur contribution électromagnétique au bruit du système pouvant occulter le signal astrophysique. Ainsi, chaque récepteur du VLA est enfermé dans son propre cryostat de sorte que le parcours du signal soit refroidi à une température de 15 K, à l'exception des bandes L et S pour lesquelles la taille des détecteurs de polarisation ne permet pas d'atteindre une température inférieure à 50 K. Ensuite, le placement sous cages de Faraday isole quasi-parfaitement les récepteurs. Ils sont alors à l'abri d'une pollution extérieure (opérateurs, électroniques, moteurs du télescope, etc.). Enfin, par mesure de précaution, l'électronique de la chaîne est elle-même définie pour répondre à des standards de bas bruits. La première amplification du signal, la plus critique dans la chaîne de mesure, est effectuée par des amplificateurs à faible bruit (*low-noise amplifiers*) spécialement conçus pour le VLA.

**Table 6.1** – Caractéristiques des récepteurs du VLA (Perley et al. 2011).

Bande (GHz)	Code	Bande passante <sup>a</sup> (GHz)	Sensibilité (continuum) <sup>b</sup> ( $\mu\text{J beam}^{-1}$ )
1–2	L	0.7	5.5
2–4	S	1.75	3.9
4–8	C	3.5	2.4
8–12	X	3.8	1.8
12–18	Ku	5.5	1.7
18–26.5	K	8	2.3
26.5–40	Ka	8	3.2
40–50	Q	8	5.6

<sup>a</sup> Estimation de la bande passante effective, hors des interférences radio connues.

<sup>b</sup> Estimation du niveau moyen de bruit pour une observation d’une heure à grande élévation dans les meilleures conditions.

### 6.3.3 Corrélateur

Le corrélateur WIDAR (pour Wideband Interferometer Digital ARchitecture, Perley et al. 2009) représente la destination finale des signaux reçus par toutes les antennes du VLA. Son objectif est de calculer les fonctions de corrélations croisées pour chaque ligne de base du réseau (§7.2.1). Ce processus est extrêmement gourmand en puissance de calcul compte tenu du nombre d’antennes<sup>8</sup>. Le corrélateur WIDAR est un ajout majeur dans la dernière amélioration du VLA, puisqu’il est capable de réaliser  $10^{16}$  opérations (de 32 bit) par seconde.

Cet ordinateur, installé sous cage de Faraday, est capable de (Perley et al. 2011, table 6.3) :

- recueillir instantanément une bande passante large de 16 GHz ;
- décomposer le signal de chaque ligne de base en un minimum de 16384 canaux spectraux ;
- distribuer les données en *full* polarisation et/ou allouer les ressources de calcul inexploitées pour une meilleure résolution fréquentielle (table 6.2) si l’objectif scientifique ne requiert pas d’information sur la polarisation du signal radio ;
- générer 64 fenêtres spectrales (ou SW pour Spectral Windows) indépendantes<sup>9</sup> pouvant être ajustées en fréquence lors de la planification des observations. Leur taille peut varier entre 31 kHz et 128 MHz ;
- permettre une résolution spectrale très fine, jusqu’à 0.12 Hz au minimum, en allouant les ressources inexploitées. Dans le cas qui nous intéresse : l’émission synchrotron continuum des jets relativistes des binaires X, la moins bonne résolution spectrale (2 MHz) est retenue afin de recueillir des données sur une bande de fréquence la plus large possible.

8. Pour le VLA composé de 27 antennes, il existe 351 lignes de base indépendantes.

9. Les analyses radio présentées dans ce manuscrit ne se servent que de 16 SPWs de 128 MHz chacune.

**Table 6.2** – Types de polarisation.

Polarisation	Échantillonnage (canal)
Full (RR, RL, LR, LL)	2 MHz
Dual (RR et LL)	1 MHz
Single (RR ou LL)	0.5 MHz

**Table 6.3** – Performances du VLA par rapport à sa version précédente.

Paramètre	Ancien VLA	JVLA	Ratio
Sensibilité	10 $\mu$ J	1 $\mu$ J	10
Largeur de bande/polarisation	0.1 GHz	8 GHz	80
Nb max de canaux fréquentiels	16	16384	1024
Résolution fréquentielle	50 MHz	2 MHz	25
Plus fine résolution fréquentielle	381 Hz	0.12 Hz	3180
Nombre de canaux en <i>full-polarization</i>	2	64	32
Couverture fréquentielle (1–50 GHz)	22%	100%	5

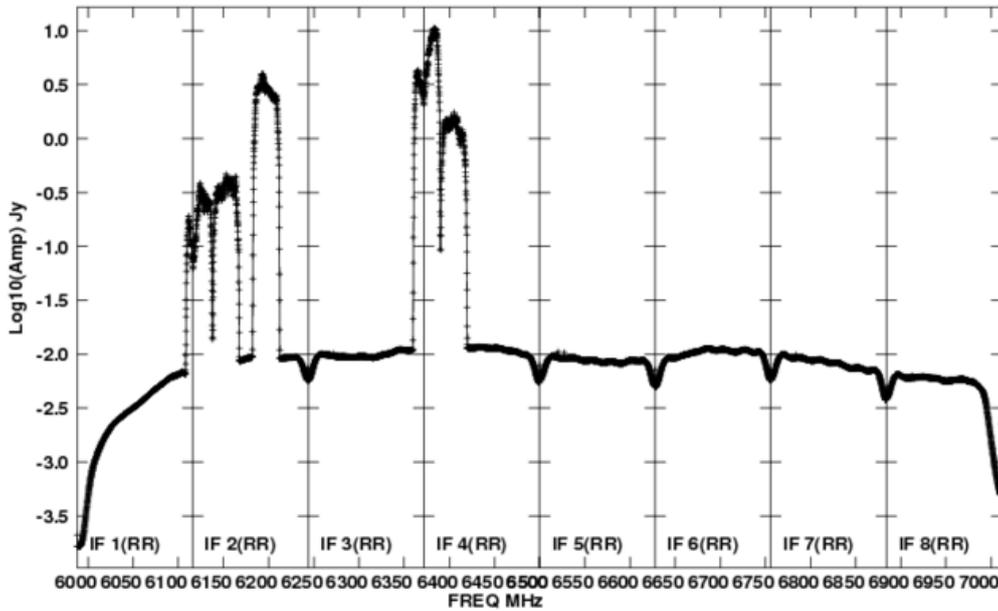
## 6.4 Performances du VLA

### 6.4.1 Interférences

La capacité instrumentale du VLA permet d’observer sur des plages de fréquences relativement grandes, supérieures à celles allouées à l’astronomie radio<sup>10</sup>, ce qui implique que les interférences radio (par la suite RFI pour Radio Frequency Interference) d’origine artificielle affectent largement les données recueillies par l’interféromètre. Ces RFIs limitent considérablement la sensibilité des réseaux, et ce particulièrement pour des observations  $< 1.7$  GHz. Les bandes du VLA les plus affectées sont C, S, L et évidemment les bandes de plus basses fréquences (bande 4 et P). De plus, les effets interférentiels sont accrus lors des observations en configuration compacte (D). En effet, avec l’augmentation de la fréquence et de plus longues lignes de base (configuration A au mieux), les franges d’interférences sont plus fines (fig. 7.3) et réduisent les RFIs à des niveaux tolérables (puisque l’intégrale du ciel observé à travers les différents systèmes de franges tend vers 0 pour des interfranges de plus en plus petits, chapitre 7). Les données présentées dans ce manuscrit (bande C entre  $\sim 4$  et  $\sim 8$  GHz) ont donc été traitées pour atténuer ces RFIs (§7.3.1). La plage fréquentielle observée ( $4.744\text{--}5.768 \cup 6.938\text{--}7.962$  GHz, chapitres 11 et 12) a été choisie pour éviter au maximum les interférences connues comme celles illustrées en fig. 6.6.

L’électronique du VLA est conçue pour limiter la propagation des signaux RFIs par

10. Les bandes de fréquences allouées exclusivement à l’astronomie radio sont 1400–1427 MHz, 1660–1670 MHz, 2690–2700 MHz, 4990–5000 MHz, 10.68–10.7 GHz, 15.35–15.4 GHz, 22.21–22.5 GHz, 23.6–24.0 GHz, 31.3–31.8 GHz et 42.5–43.5 GHz (pour ce qui concerne les fréquences du VLA). Ainsi, il ne devrait pas y avoir d’interférences d’origine humaine au sein de ces bandes. Voir aussi <https://science.nrao.edu/facilities/vla/docs/manuals/obsguide/modes/rfi> pour le détail des RFIs connues affectant les données du VLA.



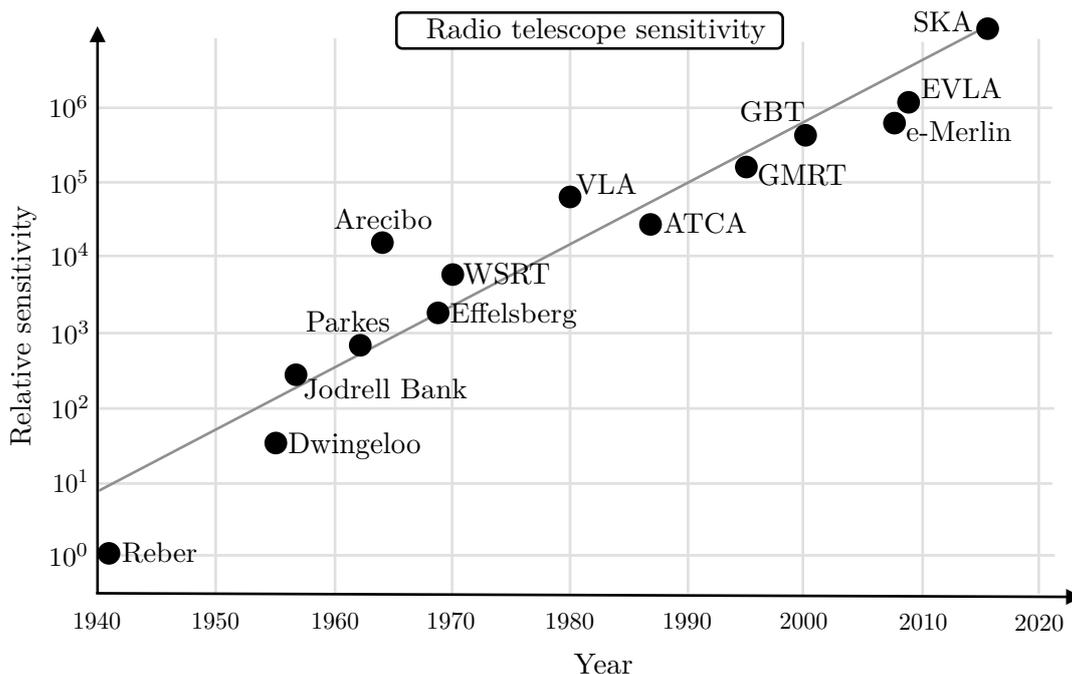
**Figure 6.6** – Spectre en bande C entre 6 et 7 GHz évalué lorsque le VLA était en configuration compacte D en juillet 2014. Le signal détecté présente de fortes RFIs aux alentours de 6.1–6.2 et 6.4 GHz.. **Crédits** : NRAO.

débordement de fréquence et les confiner à leur fréquence originelle. Les deux principaux avantages en terme d’atténuation de RFI qu’un interféromètre possède par rapport à un télescope *single dish* classique (Napier et al. 1983) sont :

- Un signal d’origine artificiel se déplace différemment d’une source astrophysique dans le ciel du point de vue d’un réseau interférométrique. Ainsi, cette RFI est non seulement déphasée par rapport à la correction de phase prévue par l’interféromètre pour tenir compte de la rotation de la Terre, mais sa phase évolue également plus vite que les sources astrophysiques les plus rapides. Elle sera atténuée par moyenne temporelle du signal dans le corrélateur (voir fig. 7.2).
- Dans le cas des RFIs large bande, le signal est atténué par la décorrélation de l’onde due au délai  $\tau_g$  non corrigé entre deux antennes (fig. 7.2), à la différence du signal astrophysique.

### 6.4.2 Sensibilité

La sensibilité d’une image radio dépend du rapport signal sur bruit que l’instrument est capable d’atteindre. Il est donc important de pouvoir estimer le niveau de bruit, en tenant compte de certaines hypothèses simplificatrices (Napier & Crane 1982). Les antennes du réseau sont supposées identiques. La forme de la bande passante entre les antennes et le corrélateur est également supposée uniforme et rectangulaire. Enfin, les mêmes poids sont attribués aux points échantillonnant le plan  $(u, v)$  lors de l’inversion vers le plan image par transformée de Fourier (§7.3.3). L’écart quadratique moyen (ou rms pour « root mean square ») du niveau de bruit dans une image radio, noté  $\varepsilon_{\text{rms}}$ ,



**Figure 6.7** – Sensibilité relative des principaux radio télescopes depuis les années 1940. Le VLA (nommé ici EVLA pour désigner son amélioration entre 2011–2013) est l’instrument le plus sensible avant la prochaine mise en opération de la nouvelle génération de radio télescopes géants comme le Square Kilometer Array (SKA). **Crédits** : SKA.

peut alors s’exprimer ainsi :

$$\varepsilon_{\text{rms}} = \sqrt{2}k_{\text{B}}T_{\text{sys}} / \left( \eta_{\text{c}}\eta_{\text{a}}A\sqrt{n_{\text{b}}t_{\text{obs}}\Delta\nu} \right). \quad (6.1)$$

$k_{\text{B}}$  est la constante de Boltzmann,  $T_{\text{sys}}$  est la température du système<sup>11</sup>,  $\eta_{\text{c}} \sim 0.93$  est l’efficacité du corrélateur,  $A$  est la surface collectrice géométrique (avec  $\eta_{\text{a}}$  l’efficacité telle que  $\eta_{\text{a}}A = \mathcal{A}$ , voir §7.2.2),  $n_{\text{b}}$  est le nombre de lignes de base indépendantes ( $n_{\text{b}} = n_{\text{a}}(n_{\text{a}} - 1)/2$  si  $n_{\text{a}}$  est le nombre d’antennes du réseau),  $t_{\text{obs}}$  est la durée d’observation et  $\Delta\nu$  représente la bande passante. On désigne également la quantité  $\sqrt{2}k_{\text{B}}T_{\text{sys}}/(\eta_{\text{a}}A)$  comme la *densité de flux équivalente du système*<sup>12</sup> indiquant la densité de flux d’une source radio qui doublerait la température du système.

Afin de minimiser  $\varepsilon_{\text{rms}}$ , l’équation 6.1 indique qu’il faut entre autres maximiser la surface effective collectrice  $\eta_{\text{a}}A$ . Cependant, la dimension des antennes ne doit pas être trop grande sous peine de réduire le champ de vue de l’instrument (§6.3.1). Un compromis a donc été établi afin de choisir un nombre d’antennes suffisamment grand pour paver efficacement l’espace  $(u, v)$  tout en maîtrisant le coût de construction. Le pavage efficace du plan  $(u, v)$  minimise le temps d’attente d’une bonne couverture par la rotation de la Terre. Le design du VLA sous forme de branches en « Y » a été, en partie, choisi pour satisfaire ce compromis mais il introduit également des régularités

11.  $T_{\text{sys}}$  est le bruit associé à l’instrument. Cette grandeur inclut le bruit induit par les récepteurs ainsi que la température d’antenne (bruit lié au fond de ciel dépendant de la direction, à l’atmosphère, aux pertes dans le collecteur, ou à l’émission en provenance du sol).

12. Voir par exemple <https://science.nrao.edu/facilities/vla/docs/manuals/oss/performance/sensitivity>.

**Table 6.4** – Échelles spatiales (angulaires) sondées par le VLA en fonction de la configuration.  $\delta\theta_{\text{FWHM}}$  représente la largeur à mi-hauteur de la PSF (estimée pour une observation de 12 h proche du zénith). **Crédits** : NRAO.

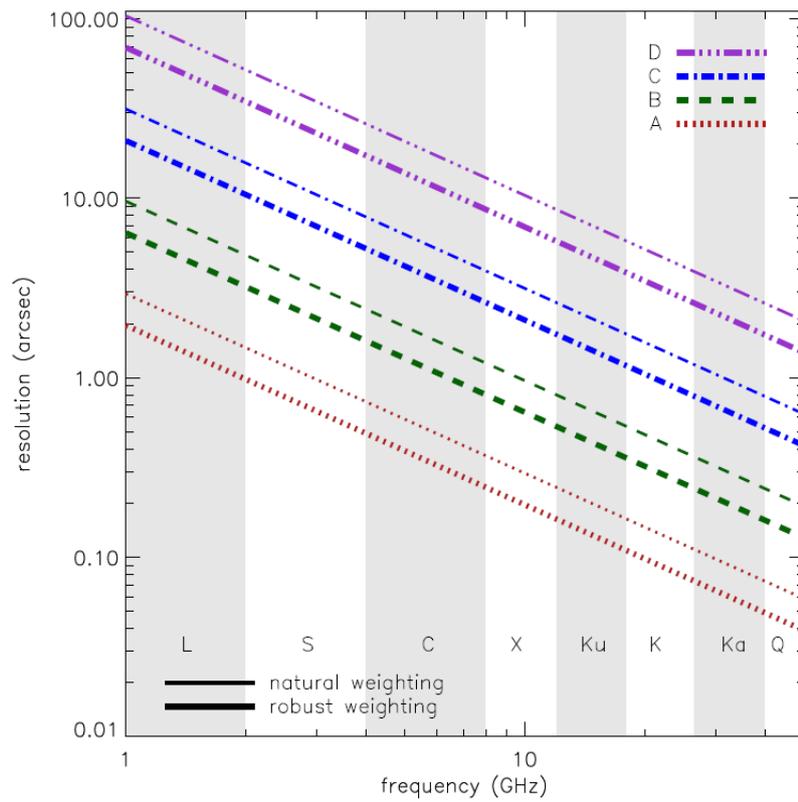
Configuration	A	B	C	D
Ligne de base (km)				
$b_{\text{max}}$	36.4	11.1	3.4	1.03
$b_{\text{min}}$	0.68	0.21	0.035	0.035
$\delta\theta_{\text{FWHM}}$ (")				
L	1.3–36	4.3–120	14–970	46–970
S	0.65–18	2.1–58	7.0–490	23–490
C	0.33–8.9	1.0–29	3.5–240	12–240
X	0.20–5.3	0.60–17	2.1–145	7.2–145
Ku	0.13–3.6	0.42–12	1.4–97	4.6–97
K	0.089–2.4	0.28–7.9	0.95–66	3.1–66
Ka	0.059–1.6	0.19–5.3	0.63–44	2.1–44
Q	0.043–1.2	0.14–3.9	0.47–32	1.5–32

d'échantillonnage créant des artefacts dans les images (§7.2.3). Avec l'amélioration du VLA en 2011–2013, sa sensibilité s'est considérablement accrue et il constitue aujourd'hui l'instrument idéal pour étudier les sources radio les plus faibles dans sa gamme de fréquences (fig. 6.7).

### 6.4.3 Résolution angulaire

La résolution angulaire du VLA est fixée principalement par son extension maximale dépendant de la configuration du réseau (§6.2.3). En tant qu'interféromètre, le VLA projette dans le ciel un motif d'interférences. Ce dernier peut être par exemple sous la forme de franges sinusoidales, d'espacement  $\delta\theta_{\text{frange}}$ , dans le cas de deux antennes illustré au chapitre 7. Le signal physique d'un objet, dont la taille angulaire est définie par  $\Delta\theta_{\text{obj}}$ , est multiplié par ce motif (la description de ce procédé est donnée en §7.2). L'intégrale de ce produit est reçue par l'interféromètre et forme la mesure de visibilité  $V$ .

Le pouvoir de résolution d'un réseau interférométrique radio se limite aux échelles angulaires comparables aux intervalles entre les franges d'interférences (exemples en fig. 7.3, 7.4 et 7.5). Les structures significativement plus petites *et* plus grandes que la fréquence spatiale d'échantillonnage ne peuvent être observées de manière résolue. La première limitation correspond à celle d'un télescope classique : les structures plus petites que  $\sim\lambda/b_{\text{max}}$ , où  $b_{\text{max}}$  est la distance maximale entre deux antennes, ne peuvent être résolues.  $b_{\text{max}}$  pourrait tout aussi bien caractériser l'écart maximal entre deux éléments surfaciques infinitésimaux d'un miroir parabolique classique de diamètre  $D_{\text{dish}}$  (§7.1.1). En revanche, la limitation sur la taille maximale observable d'une structure est propre aux interféromètres. La table 6.4 résume la séparation maximale  $b_{\text{max}}$  et minimale  $b_{\text{min}}$  des antennes dans toutes les configurations du réseau. Les dimensions angulaires minimales et maximales sondables par le VLA pour chaque bande de fréquences sont aussi présentées sous la forme de  $\theta_{\text{FWHM}}$ , la largeur à mi-hauteur de la PSF. La résolution



**Figure 6.8** – Résolution angulaire du VLA en fonction de la fréquence d’observation. Les différentes bandes fréquentielles correspondant aux récepteurs du VLA sont indiquées (table 6.1). Les quatre principales configurations de l’interféromètre sont aussi représentées avec des lignes épaisses ou fines suivant le poids attribué aux visibilités lors de l’inversion par transformée de Fourier pour former l’image (§7.3.3). **Crédits** : NRAO.

angulaire du VLA (estimant l’échelle de la plus petite structure distinguable) est tracée en fonction de la fréquence en fig. 6.8.

---

# Analyse des données radio interférométriques

---

---

<b>7.1</b>	<b>Principe de l'interférométrie</b>	<b>106</b>
7.1.1	Limitation des télescopes de type single-dish	106
7.1.2	Réseau d'antennes	107
7.1.3	Cohérence de l'onde et critères de van Cittert-Zernike	107
<b>7.2</b>	<b>Imagerie par synthèse d'ouverture</b>	<b>109</b>
7.2.1	Réponse d'un interféromètre	110
7.2.2	Visibilités	111
7.2.3	Formation de l'image	112
<b>7.3</b>	<b>Réduction des données radio</b>	<b>113</b>
7.3.1	Édition	114
7.3.2	Calibration	115
7.3.3	Imagerie	118
7.3.4	Déconvolution	120

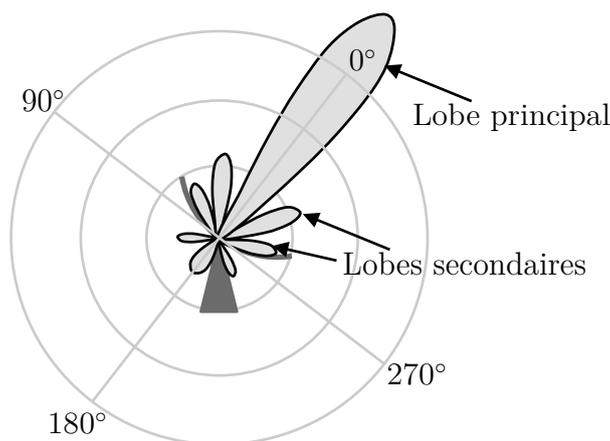
---

LA TECHNIQUE d'interférométrie s'est imposée pour l'étude du rayonnement radio des sources astrophysiques, comme exposée en §6.1.2. Cependant lors de son application en imagerie, les procédés impliqués sont loin d'être aussi intuitifs que pour le cas des détecteurs plus classiques, qui ressemblent plus ou moins à l'œil humain. Les données radio présentées dans ce manuscrit ont été enregistrées par le Very Large Array (chapitre 6) et leur analyse a nécessité un traitement spécifique à l'interférométrie radio. Les principes de l'interférométrie sont décrits en §7.1 avant de détailler en §7.2 l'imagerie par synthèse d'ouverture d'un interféromètre simplifié à deux antennes seulement. Enfin, la méthode de réduction et d'analyse des données est présentée en §7.3 telle qu'elle a été appliquée lors des travaux décrits aux chapitres 11 et 12.

Ce chapitre qui traite de l'interférométrie et de l'analyse des données radio (principalement celles du VLA) s'inspire de Taylor et al. (1999) ainsi que des cours dispensés lors du 14<sup>th</sup> Synthesis Imaging Workshop<sup>1</sup> (NRAO, Socorro, USA) auquel j'ai participé. Les étapes de traitement du signal radio explicitées par la suite visent à en comprendre le principe mais ne sauraient rendre compte de sa complexité totale. Le lecteur désirant approfondir le sujet est invité à consulter les références précédemment citées.

---

1. <https://science.nrao.edu/science/meetings/2014/14th-synthesis-imaging-workshop/lectures>.



**Figure 7.1** – Illustration de la sensibilité d'une antenne parabolique radio à un signal en fonction de la direction. On observe typiquement un lobe primaire proéminent et des lobes secondaires plus faibles.

## 7.1 Principe de l'interférométrie

Avant de détailler le traitement du signal radio en §7.2, la nécessité de l'adoption de la technique d'interférométrie par rapport aux télescopes classiques, dits *single-dish*, est rappelée en §7.1.1, en construisant des réseaux d'antennes (§7.1.2). Enfin, les hypothèses inhérentes aux techniques employées sont listées en §7.1.3.

### 7.1.1 Limitation des télescopes de type single-dish

Le rayonnement radio est caractérisé par sa longueur d'onde  $\lambda > \sim \text{mm}$ . Pour un télescope classique, dont la surface collectrice (ou *dish*, l'équivalent anglais pour un miroir/antenne parabolique) est d'un diamètre  $D_{\text{dish}}$ , sa résolution  $\delta\theta$  (mesurée à la moitié du pic central de la tache d'Airy produite par la figure de diffraction) est :

$$\delta\theta \simeq \lambda/D_{\text{dish}}. \quad (7.1)$$

La sensibilité de l'instrument, ou encore l'efficacité de collection du rayonnement, est proportionnelle à la surface des paraboles, c'est-à-dire  $\propto D_{\text{dish}}^2$ . Observer dans la gamme des radio-fréquences, tout en conservant une bonne résolution angulaire, implique la construction de grandes paraboles de plusieurs centaines de mètres. Cependant, les contraintes techniques limitent de manière drastique la taille maximale des instruments. Les télescopes ont généralement des structures métalliques et doivent être tout aussi résistants que relativement manoeuvrables. En effet, la réponse des antennes étant directionnelle (fig. 7.1), il est nécessaire de pouvoir pointer vers différentes directions dans le ciel et suivre les sources en compensant la rotation de la Terre. Ainsi, le plus large télescope orientable est le Green Bank Telescope avec un diamètre de 110 m. Pour une longueur d'onde typique de 4 cm (7.5 GHz, correspondant aux observations présentées au cours de ce manuscrit, chapitres 11 et 12, et appartenant au domaine de fréquence du récepteur C du VLA, voir §6.3.2), la résolution angulaire est d'environ 1'25. Ces valeurs maximales sont largement supérieures à  $\sim 50$  mas : l'échelle angulaire typique

des jets compacts provenant des microquasars (Corbel et al. 2000 ; Stirling et al. 2001). Pour améliorer davantage la résolution angulaire, la taille du réflecteur primaire doit être augmentée. Les considérations pratiques limitent la dimension des télescopes orientables, il est possible d'utiliser l'architecture naturelle et de garder le réflecteur primaire fixe (comme dans le cas d'Arecibo dont l'antenne principale a un diamètre de 305 m ou de FAST en Chine avec un diamètre de 500 m).

### 7.1.2 Réseau d'antennes

Dès les années 1950, la nécessité d'améliorer la résolution angulaire des instruments radio influença le développement de la technique d'imagerie par synthèse d'ouverture (voir §6.1.2, Ryle et al. 1950). En remplaçant des télescopes de type *single-dish* toujours plus grands par plusieurs antennes de diamètre réduit, la résolution  $\delta\theta$  est proportionnelle à  $b$ , la distance maximale (ligne de base) séparant deux antennes, plutôt que  $D_{\text{dish}}$  la taille d'une antenne individuelle. En effet, ceci revient à ne considérer que certaines parties d'une parabole immense. L'échantillonnage du signal astrophysique est donc parcimonieux mais peut être évalué grâce à ces techniques interférométriques. De cette manière, la réponse d'une antenne gigantesque est imitée : d'un diamètre équivalent à 36 km pour le Very Large Array (§6.2.3), ou même  $\sim 9000$  km pour le Very Long Baseline Array<sup>2</sup>, même si la sensibilité n'est proportionnelle qu'à la somme des surfaces collectrices des différents télescopes.

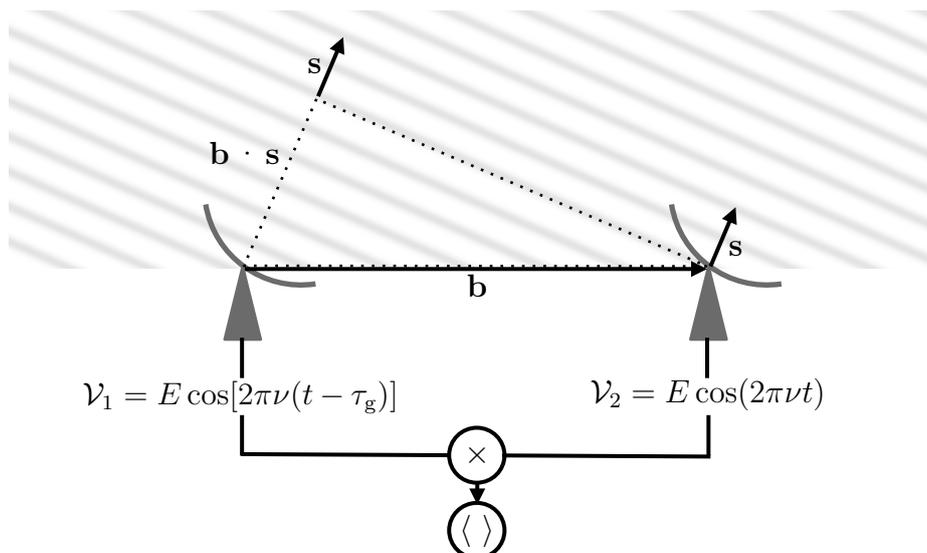
Les antennes radio peuvent être utilisées de deux manières : en réseaux phasés, ou bien en réseaux interférométriques. Dans le premier cas, tous les signaux enregistrés par les antennes sont sommés après compensation des délais de phase  $\tau_g$  introduits par la géométrie du réseau (par exemple fig. 7.2) dans une direction précise d'observation. Le résultat de cette opération est un faisceau électronique (ou digital) pointant dans la direction établie par la phase sélectionnée. Dans le cas d'un interféromètre et après avoir compensé ces délais géométriques, les signaux sont corrélés entre deux antennes d'une ligne de base. La PSF d'une ligne de base est simplement équivalente au produit de la réponse d'une antenne (si les deux antennes sont rigoureusement identiques) et de la figure d'interférences créée par la corrélation de deux signaux (des franges).

### 7.1.3 Cohérence de l'onde et critères de van Cittert-Zernike

L'imagerie par synthèse d'ouverture est fondée sur une relation entre la brillance du ciel et la fonction de cohérence spatiale du champ électrique mesuré. L'observation du rayonnement radio est basée sur la détection du champ  $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$  de l'onde électromagnétique associée, satisfaisant les équations de Maxwell, dépendant de la direction  $\mathbf{x}$  et du temps  $t$ . Par mesure de simplification, les propriétés de polarisation des ondes ne sont pas incluses dans le développement qui suivra (un traitement plus complet est développé par Smirnov 2011, et les références associées). Le signal mesuré par une antenne est proportionnel à  $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ , en ignorant les constantes de proportionnalité, l'intensité  $I(\mathbf{x})$  du rayonnement est

$$I(\mathbf{x}) = \langle \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) \mathbf{E}^*(\mathbf{x}, t) \rangle_{\Delta t}, \quad (7.2)$$

2. Le VLBA est un réseau de dix antennes de 25 m de diamètre, réparties entre Hawaii et les Virgin Islands.



**Figure 7.2** – Recueil du signal radio par une ligne de base entre deux antennes d'un interféromètre. Chaque antenne mesure un voltage  $\mathcal{V}_1$  et  $\mathcal{V}_2$  avec un certain délai  $\tau_g = \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}/c$  dû à l'orientation de la source astrophysique  $\mathbf{s}$  par rapport à la ligne de base  $\mathbf{b}$ . Les signaux sont ensuite corrélés (multipliés et moyennés) dans le corrélateur.

où  $\mathbf{E}^*(\mathbf{x}, t)$  représente le complexe conjugué du champ électrique.

Un interféromètre est composé d'un certain nombre d'antennes, qui évaluent le signal électrique en différentes directions ( $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$ ) et à des temps pouvant différer (de  $\tau$ ) entre deux antennes qui forment une ligne de base. Le phénomène d'interférence a été décrit par la théorie de la cohérence : une description statistique de l'onde électromagnétique ayant pour but d'évaluer le degré de corrélation entre deux signaux. Le corrélateur (§6.3.3) des interféromètres se charge de calculer la fonction de cohérence mutuelle :

$$V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \tau) = \langle \mathbf{E}(\mathbf{x}_1, t) \mathbf{E}^*(\mathbf{x}_2, t + \tau) \rangle_{\Delta t}, \quad (7.3)$$

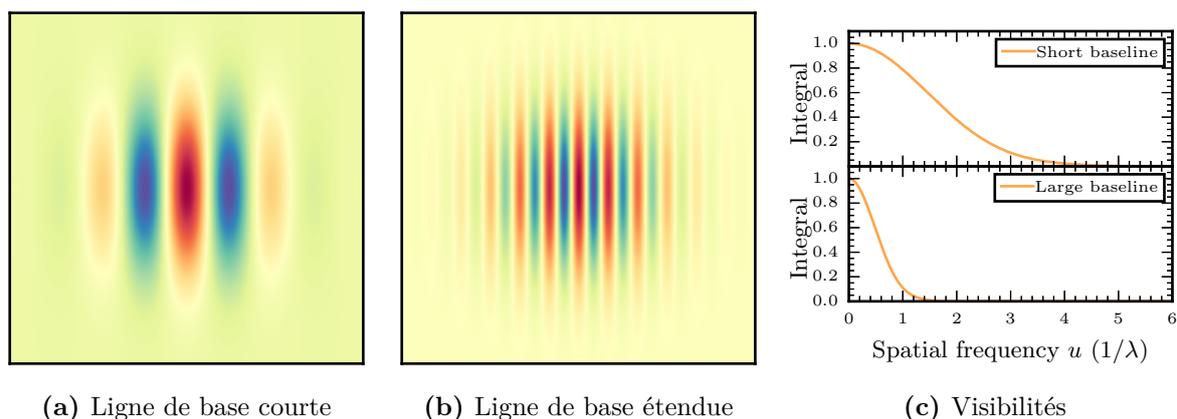
qui n'est autre que la fonction de corrélation entre des signaux  $\mathbf{E}$  aléatoires mesurés à deux points  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$  et à des temps différents de  $\tau$ . On peut associer à ces mesures un indice/degre de corrélation :

$$\gamma(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \tau) = V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \tau) [I_1(\mathbf{x}_1) I_2(\mathbf{x}_2)]^{-1/2}. \quad (7.4)$$

Le rayonnement est dit cohérent si cet indice, en valeur absolue, est  $|\gamma| = 1$ , ou incohérent si  $|\gamma| = 0$  et partialement cohérent pour toutes les valeurs de  $|\gamma|$  comprises entre 0 et 1. Deux cas particuliers existent : si les points  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$  coïncident,  $V(\mathbf{x}, \mathbf{x}, \tau)$  est appelée la *fonction d'auto-corrélation* (qui n'est autre que la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance du champ de rayonnement, par le théorème de Wiener-Khinchine-Einstein) ; si en revanche,  $\tau = 0$ ,  $V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \tau = 0)$  est appelée la *fonction de cohérence spatiale*. Cette fonction mesurée entre deux points illuminés par une source quasi-monochromatique de rayonnement incohérent est exprimée via le théorème de van Cittert-Zernike (van Cittert 1934).

Plusieurs hypothèses sont requises pour l'application de ce théorème, si :

- les sources sont observées à grande distance, telle que la profondeur des structures ne peut être appréhendée ;



**Figure 7.3** – Illustration de ce que mesure un interféromètre composé de deux antennes. Une source, modélisée par une fonction gaussienne est observée. Le motif d’interférences pour un instrument à deux antennes correspond à des franges (voir §7.2.1) plus ou moins serrées selon la séparation des antennes. La fig. 7.3a correspond à la situation où la ligne de base est la plus courte (également tracée à une dimension en fig. 7.4b et 7.5b), alors que la fig. 7.3b correspond à la situation où la ligne de base est la plus étendue (fig. 7.4a et 7.5a). La figure 7.3c présente les visibilités (équations 7.5) en fonction de la fréquence spatiale. Plus la largeur des franges d’interférences diminue et plus l’intégrale sur le ciel va tendre vers 0, car la probabilité d’obtenir le même nombre de franges brillantes que de sombres augmente. Si la source était étendue, le premier 0 de l’intégrale (fig. 7.3c) correspondrait au cas où le contraste de franges est nul sur la source, permettant ainsi de déterminer la dimension angulaire de la source.

- l’espace entre la source observée et les antennes de l’interféromètre est vide de sources de rayonnement ;
- le rayonnement des sources radio astrophysiques est spatialement incohérent ;
- la mesure de la fonction de cohérence spatiale est effectuée dans un plan, ou bien échantillonnée sur un champ suffisamment petit dans le ciel ;

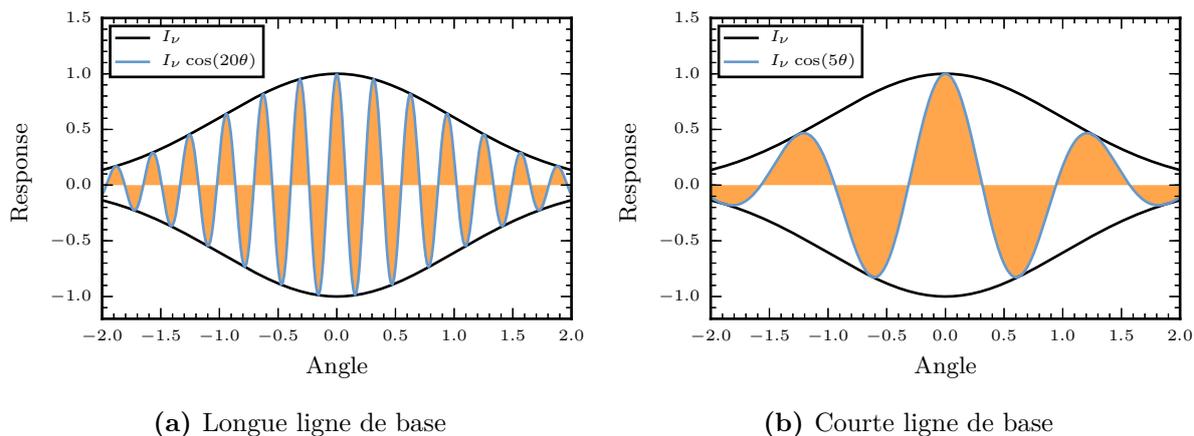
alors la fonction de cohérence spatiale  $V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \tau = 0)$  est liée à l’intensité radio du ciel suivant

$$V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \tau = 0) = \int I_\nu(\mathbf{s}) e^{-2\pi i \nu \mathbf{s}(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)/c} d\Omega, \quad (7.5)$$

où  $\mathbf{s}$  est un vecteur unitaire dans la direction de la source observée,  $I_\nu(\mathbf{s})$  est l’intensité observée à travers un élément d’angle solide  $d\Omega$  dans la direction  $\mathbf{s}$ . Les vecteurs  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$  sont définis dans un repère cartésien local aux antennes. Seule compte la différence  $\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$ , qui représente la ligne de base  $\mathbf{b}$  physique entre les deux antennes. La quantité pertinente pour évaluer la fréquence spatiale mesurée par l’interféromètre est la ligne de base projetée, vue depuis la source.

## 7.2 Imagerie par synthèse d’ouverture

L’imagerie par synthèse d’ouverture est abordée dans cette section en se plaçant dans un cas simplifié d’un interféromètre à deux antennes seulement. En partant de l’expression du signal astrophysique reçu au niveau des antennes, la réponse de l’interféromètre est déduite en §7.2.1, c’est-à-dire l’information en sortie du corrélateur (§6.3.3). Ce si-



**Figure 7.4** – Illustration de la réponse paire ( $\mathcal{R}_c$ ) d'un interféromètre à deux antennes lors de l'observation d'une source d'intensité  $I_\nu$  supposée gaussienne (en noir). Les franges d'interférences sont représentées en bleu. Les visibilités  $V$  sont l'intégrale du produit (surface orange). Figure inspirée du cours de R. Perley.

gnal est ensuite transformé en visibilités complexes en §7.2.2 représentant les données brutes radio. Le principe d'inversion de ces données pour remonter à l'image recherchée de l'intensité du ciel est expliqué en §7.2.3 (les détails pratiques concernant cette dernière étape sont explicités en §7.3.3 et §7.3.4).

### 7.2.1 Réponse d'un interféromètre

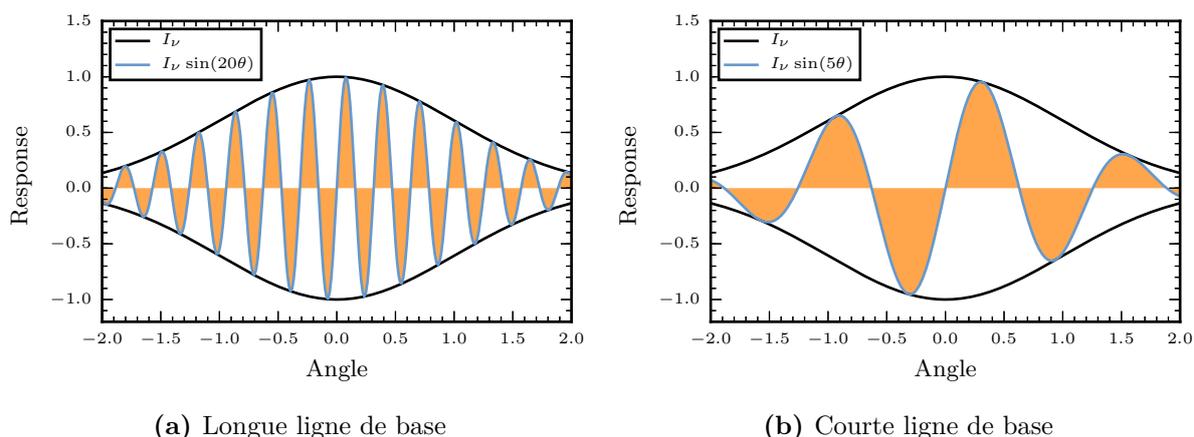
Afin de simplifier le problème au maximum, dans un but d'exposition de la technique et non d'une prise en considération complète des différents paramètres, les quantités dérivées en §7.1.3 sont reconsidérées avec, par la suite, un interféromètre composé de deux antennes parfaitement identiques. Elles sont séparées par un vecteur  $\mathbf{b}$  et observent une source dirigée suivant le vecteur unitaire  $\mathbf{s}$  (géométrie correspondante en fig. 7.2). À moins que la source ne soit située au zénith du lieu d'observation, les ondes planes incidentes parviennent sur une première antenne avant d'atteindre l'antenne suivante. L'intervalle de temps entre ces arrivées différentes est le délai géométrique  $\tau_g = \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}$ . La réponse d'une antenne au champ électrique de l'onde incidente est sous la forme d'une tension  $\mathcal{V}$ . Les signaux provenant des deux antennes (respectivement  $\mathcal{V}_1 = E \cos[2\pi\nu(t - \tau_g)]$  et  $\mathcal{V}_2 = E \cos(2\pi\nu t)$ ) sont multipliés et moyennés temporellement au sein du corrélateur dont la réponse est <sup>3</sup> :

$$\mathcal{R}_c = \langle \mathcal{V}_1(t) \mathcal{V}_2(t) \rangle_{\Delta t} = P \cos(2\pi\nu\tau_g) = P \cos(2\pi\nu\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}/c), \quad (7.6)$$

où  $P = E^2/2$  est la puissance reçue.

Plus généralement lors de l'observation du ciel, la réponse d'un interféromètre est l'intégrale des réponses de chaque antenne sur chaque élément du ciel ( $d\Omega_1$  et  $d\Omega_2$ ),

3. La deuxième égalité provient du fait que la multiplication des signaux aboutit à une fonction proportionnelle à  $\cos(\omega\tau_g) + \cos(2\omega t - \omega\tau_g)$  dont le premier terme est constant alors que le deuxième est rapidement variable.



**Figure 7.5** – Illustration de la réponse impaire ( $\mathcal{R}_s$ ) d'un interféromètre à deux antennes lors de l'observation d'une source d'intensité  $I_\nu$  supposée gaussienne (en noir). Les franges d'interférences sont représentées en bleu. Les visibilité  $V$  sont l'intégrale du produit (surface orange). Figure inspirée du cours de R. Perley.

multipliées et moyennées entre elles :

$$\mathcal{R}_c = \left\langle \int \mathcal{V}_1 d\Omega_1 \times \int \mathcal{V}_2 d\Omega_2 \right\rangle_{\Delta t} = \int I_\nu(\mathbf{s}) \cos(2\pi\nu\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}/c) d\Omega. \quad (7.7)$$

Cette dernière expression relie l'intensité du ciel  $I_\nu(\mathbf{s})$  à la réponse de l'interféromètre  $\mathcal{R}_c$  directement mesurée. De manière illustrée, le corrélateur projette un motif cosinusoidal (courbe bleue de la fig. 7.4) d'une échelle angulaire  $\sim\lambda/b$  rad, qu'il multiplie avec l'intensité de la (ou des) source(s), courbe noire de la fig. 7.4, et intègre le résultat sur l'intégralité du ciel (zone orange de la fig. 7.4). L'orientation de ce motif d'interférences est fixé par la position de la ligne de base (**b**). La séparation des franges d'interférences est fixée par la projection de la séparation entre les deux antennes et par la longueur d'onde. Ainsi, plus la ligne de base est grande, plus les franges sont serrées (comparaison entre les fig. 7.4a et 7.4b), impliquant que le résultat de l'intégrale est principalement dépendant des petites structures sur le ciel, et inversement pour les petites lignes de base.

Du fait de la parité de la fonction cosinus, l'intégration pour calculer  $\mathcal{R}_c$  ne donne accès qu'à la moitié du signal. Pour compenser cette lacune, un décalage de  $90^\circ$  est inséré dans une des branches arrivant au corrélateur de manière à produire une réponse impaire (fig. 7.5) :

$$\mathcal{R}_s = \int I_\nu(\mathbf{s}) \sin(2\pi\nu\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}/c) d\Omega. \quad (7.8)$$

### 7.2.2 Visibilités

La *visibilité*  $V$ , fonction complexe, est définie à partir des deux réponses réelles en sortie du corrélateur  $\mathcal{R}_c$  et  $\mathcal{R}_s$  (équations 7.7 et 7.8). Elle relie l'intensité de la source  $I_\nu(\mathbf{s})$  et la réponse complète d'un interféromètre, et n'est autre que la fonction de cohérence spatiale définie en éq. 7.5 :

$$V_\nu(\mathbf{s}) = \mathcal{R}_c - i\mathcal{R}_s = \int I_\nu(\mathbf{s}) e^{-2\pi i\nu\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}/c} d\Omega. \quad (7.9)$$

Dans un système approprié de coordonnées, les visibilitées représentent directement des échantillons de la transformée de Fourier du ciel.

En pratique, la réponse d'une antenne n'est pas isotrope. La sensibilité des paraboles radio, comme celles du VLA, est généralement directionnelle, ce qui module l'amplitude et la phase des signaux recueillis (fig. 7.1). Ces effets sont regroupés sous le terme  $\mathcal{A}(\mathbf{s})$  appelé l'aire effective collectrice et les visibilitées mesurées sont :

$$V_\nu(\mathbf{s}) = \int_{\text{sky}} \mathcal{A}(\mathbf{s}) I_\nu(\mathbf{s}) e^{-2\pi i \nu \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}/c} d\Omega. \quad (7.10)$$

L'interférométrie par synthèse d'ouverture consiste à inverser cette équation 7.10 en mesurant  $V(\mathbf{s})$  afin de remonter aux propriétés physiques des sources observées  $I_\nu(\mathbf{s})$  pour un ensemble d'orientations  $\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}$  (différentes lignes de base et différentes orientations en fonction de la rotation de la Terre lors de l'observation). Pour cela, un nouveau système de coordonnées  $(u, v, w)$  est défini dans lequel  $w$  est dirigé vers le centre de phase,  $u$  est dirigé vers l'est et  $v$  vers le nord. Ces nouvelles coordonnées sont exprimées en unités de longueurs d'onde. Les positions sur le ciel, conventionnellement notées  $l, m$  et  $n$ , sont les projections de  $\mathbf{s}$  dans le système  $(u, v, w)$ . Ainsi, dans ce système (et dans le cas d'un interféromètre plan), les vecteurs ligne de base  $\mathbf{b}$  et direction de la source  $\mathbf{s}$  sont :

$$\begin{cases} \mathbf{b} = (\lambda u, \lambda v, \lambda w) = (\lambda u, \lambda v, 0), \\ \mathbf{s} = (l, m, n) = (l, m, \sqrt{1 - l^2 - m^2}), \end{cases} \quad (7.11)$$

et  $\nu \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}/c = ul + vm$ . L'équation 7.10 peut se transformer si : le champ de vue  $\Omega$  est petit ; la réponse de l'antenne  $\mathcal{A}$  tombe rapidement à 0 en s'éloignant du centre ; les sources sont proches du centre de phase  $l \sim 0, m \sim 0$ , en

$$V_\nu(u, v) = \int_{\text{sky}} \frac{\mathcal{A}(l, m) I_\nu(l, m)}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} e^{-2\pi i (ul + vm)} dl dm. \quad (7.12)$$

### 7.2.3 Formation de l'image

L'équation 7.12 est la transformée de Fourier à deux dimensions entre l'intensité projetée du ciel  $\mathcal{A}(l, m) I_\nu(l, m)$  et la fonction de cohérence spatiale, ou encore visibilité,  $V_\nu(u, v)$ . Les coordonnées  $(u, v)$  sont les conjuguées de Fourier des directions  $(l, m)$ . Afin de former une image représentant l'intensité réelle du ciel, il faut inverser cette équation de sorte que (Briggs et al. 1999) :

$$\mathcal{A}(l, m) I_\nu(l, m) = \int V_\nu(u, v) e^{2\pi i (ul + vm)} du dv, \quad (7.13)$$

et la diviser par  $\mathcal{A}(l, m)$ . Cette dernière division peut néanmoins accroître les erreurs dans les directions éloignées du lobe primaire, car  $\mathcal{A}(l, m)$  est alors faible, et elle justifie l'hypothèse considérant le rayonnement issu d'une infime partie du ciel.  $\mathcal{A}(l, m)$  tend rapidement vers 0 en s'éloignant du centre de pointage (antennes directionnelles) et cette atténuation est significative lorsque la largeur de bande relative multipliée par le décalage angulaire entre le centre du pointage ( $\theta$ ) en unité de résolution n'est pas négligeable, i.e.  $(\Delta\nu/\nu)(\theta/\theta_{\text{res}}) \sim 1$ . Le résultat de cette inversion correspond à ce que

l'on appelle la *dirty image* du ciel (fig. 7.7), dans laquelle l'intensité des sources est toujours convoluée avec la fonction d'étalement de point (PSF ou encore *dirty beam*) de l'instrument qui dépend de la fonction d'échantillonnage du plan  $(u, v)$  définie par la configuration de l'interféromètre (fig. 7.9).

Les réseaux d'antennes utilisés comptent un certain nombre d'éléments dédiés à échantillonner la fonction de visibilité sur un grand nombre de lignes de base indépendantes ( $= N(N - 1)/2$  avec  $N$  le nombre d'antennes), donc sur autant de fréquences spatiales. Les limitations liées au nombre fini d'antennes et au temps restreint d'une observation laissent une couverture incomplète du plan  $(u, v)$  des fréquences spatiales. Les visibilités sont aussi affectées par plusieurs facteurs, dont certains peuvent être corrigés (§7.3), empêchant ainsi une reconstruction parfaite de l'émission radio du ciel.

Le VLA possède des performances beaucoup plus avancées que ses prédécesseurs (fig. 6.7), cependant sa couverture du plan  $(u, v)$  est loin d'être optimale. Citons par exemple la présence d'artéfacts courants dans les images du VLA sous la forme de raies<sup>4</sup>. Celles-ci sont dues à un échantillonnage accru au niveau des bras en « Y » de l'interféromètre. Cette configuration a été dictée par des contraintes techniques (chapitre 6). La solution trouvée pour répondre à ce problème, et adoptée par les nouveaux instruments mis en place (e.g., LOFAR/LBA et NenuFAR), consiste à répartir de manière aléatoire un nombre supérieur d'antennes, plus légères, moins chères, pour éviter les régularités d'échantillonnage.

Le problème de la formation des images radio à partir des données interférométriques s'ordonne en deux étapes : une étape d'imagerie consistant à projeter les échantillons de visibilité sur une grille ; et une étape de déconvolution visant à supprimer au mieux les effets de la fonction d'étalement de point. Ces opérations nécessitent un traitement préliminaire avancé de ces échantillons avant d'en faire des images.

### 7.3 Réduction des données radio

Les données brutes sont constituées d'un ensemble de mesures de corrélations de champs électriques entre chaque paire d'antennes de l'interféromètre utilisé. Le processus de réduction des données radio consiste à utiliser ces données, grossièrement composées de signaux électriques dépendant de l'électronique employée, pour en déduire les paramètres physiques des sources astrophysiques observées. À l'instar de toute mesure, et en particulier pour les instruments aussi complexes que les interféromètres radio, des erreurs instrumentales ou parasites peuvent se glisser dans les données. Il s'agit de nettoyer les signaux en premier lieu à l'étape d'édition des données (§7.3.1), puis de les étalonner (le terme « calibrer » est utilisé par la suite) à partir de sources connues dans le but de leur attribuer des valeurs physiques (§7.3.2). Les étapes d'imagerie et de déconvolution des images produites avec l'algorithme CLEAN sont décrites en §7.3.3 et §7.3.4. Le logiciel CASA (Common Astronomy Software Applications, McMullin et al. 2007) a été employé pour réduire et analyser les données présentées dans ce manuscrit (chapitres 11 et 12).

4. <https://science.nrao.edu/facilities/vla/docs/manuals/oss2016A/performance/limitations> pour une description des autres limitations sur la performance de l'imagerie.

### 7.3.1 Édition

La première étape du processus de réduction des données radio consiste à examiner les données, rassemblées dans un « Measurement Set » MS, dans le but de repérer et d'écartier les données jugées non conformes ou corrompues. Il existe de nombreux paramètres pouvant affecter directement la qualité des données brutes mesurées par l'interféromètre. Parmi ceux-ci, citons : les interférences radio, les mauvaises conditions atmosphériques, les défaillances mécaniques, les erreurs de traitement des signaux, etc. De telles erreurs peuvent empêcher de déterminer les bonnes propriétés du signal mesuré et introduire des artefacts dans les images. Intervient alors la nécessité de retirer ces données corrompues par un procédé connu aussi sous le nom de *flagging* implémenté dans l'outil `flagdata`.

#### Corrections préliminaires

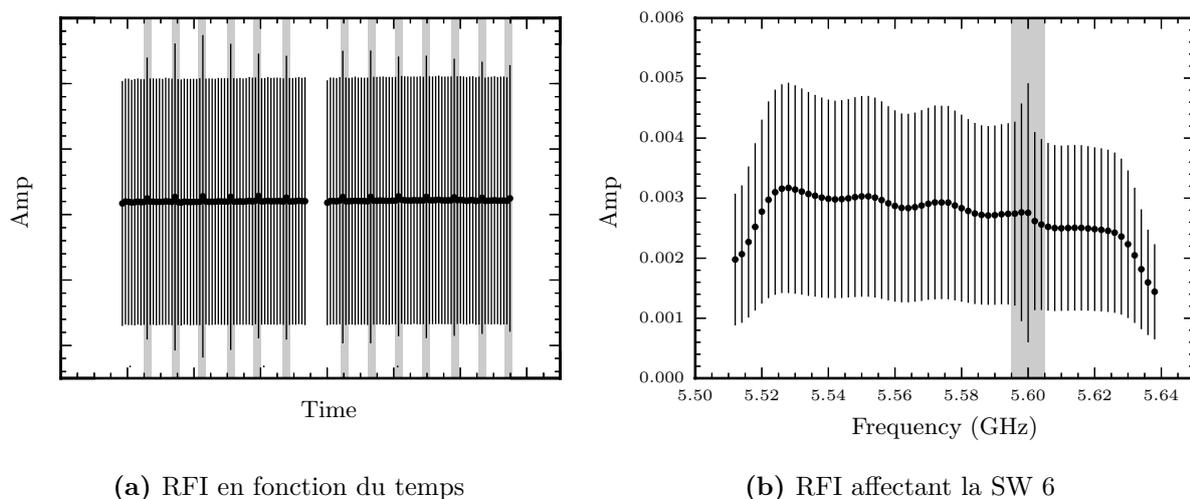
Certaines corrections peuvent être appliquées avant l'inspection approfondie des données. Les visibilitées associées à des problèmes survenus lors de l'observation sont directement retirées. Ceci fait suite aux commentaires de l'opérateur en charge de l'observation. Il peut par exemple indiquer un mauvais fonctionnement d'une antenne ou d'un récepteur particulier. La configuration du Very Large Array (surtout dans le cas le plus compact D) et une faible élévation de la source lors de l'observation, peuvent entraîner un obscurcissement provoqué par la présence d'une partie des antennes dans le champ de vue d'un télescope individuel. Ces données sont donc écartées, tout comme celles pour lesquelles le corrélateur a écrit un 0 pur, indicatif d'un mauvais calcul de la fonction de corrélation.

Les données radio analysées dans ce présent travail ont toutes été acquises à l'aide du récepteur C (§6.3.2 du chapitre 6) entre 4.5 et 8 GHz en mode full-polarisation. Le signal est décomposé suivant 16 fenêtres spectrales (SW, Spectral Windows) contenant chacune 64 canaux de fréquence de taille 2 MHz. La réponse fréquentielle de ces SWs n'est pas uniforme. Il faut alors supprimer les données appartenant aux canaux situés aux extrémités de chaque SW. Enfin, les antennes alternent des pointés entre la source étudiée et les différentes sources de calibration. À chaque mouvement des télescopes, un délai d'une dizaine de secondes est nécessaire aux antennes pour se stabiliser mécaniquement. Un signal plus faible observé pendant cet intervalle de temps est également éliminé.

#### Interférences

L'inspection des données est réalisée grâce à l'outil de visualisation `plotms` qui permet de représenter le signal selon une gamme étendue de paramètres et de filtres. Ce procédé facilite l'identification des données corrompues repérées généralement sous la forme d'un comportement sensiblement différent de celui attendu (par exemple pour une ligne de base ou une antenne particulière) ou bien de valeurs de paramètres excessivement hors de la distribution de visibilitées. Certains problèmes n'apparaîtront qu'après avoir effectué la calibration. Il est alors possible de supprimer les données associées *a posteriori*.

Les interférences radio sont majoritairement responsables de ces aberrations, malgré le choix de fréquences d'observation qui en sont relativement épargnées. Les interférences peuvent être d'origine naturelle (liées à l'activité du Soleil, aux éclairs ou encore aux particules de poussière chargées frappant les antennes par vent fort) ou bien artificielle



**Figure 7.6** – Valeurs moyennées des visibilités (par intervalles de 10 s) lors de la campagne d’observation du microquasar GRS 1739–278 (chapitre 12). Les données indiquent la présence d’un signal ressemblant à un radar affectant les observations par intervalle de 1.5 min (fig. 7.6a), piqué à une fréquence de  $\sim 5.6$  GHz (fig. 7.6b).

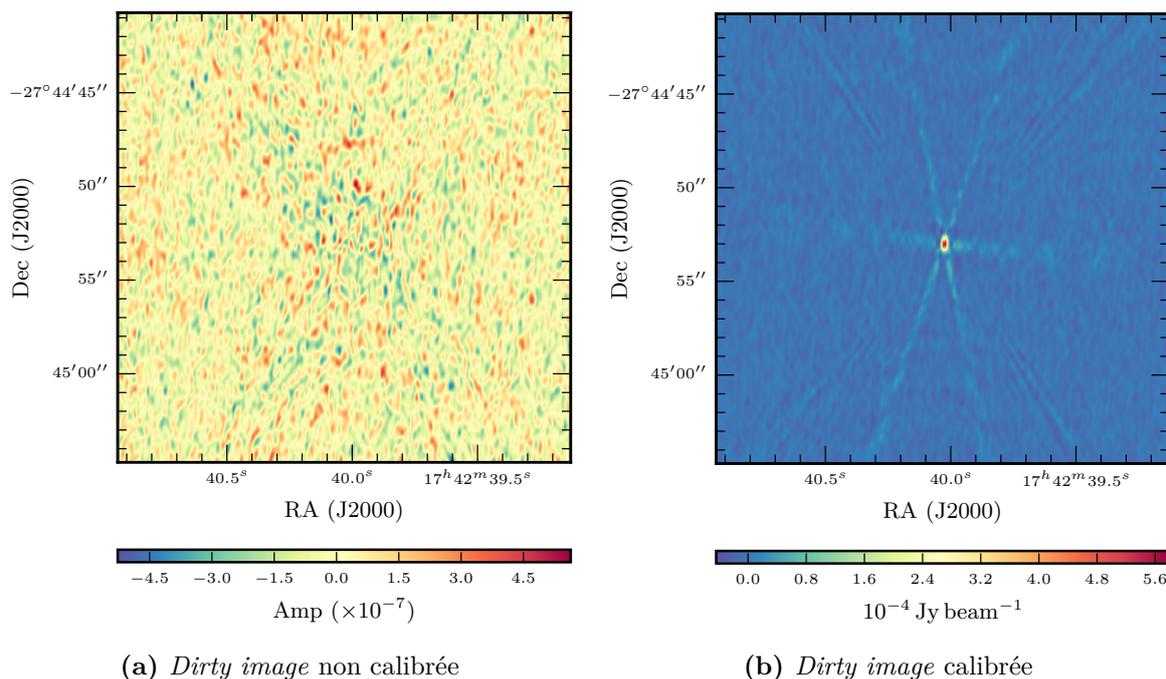
(liées aux appareils de télécommunication par exemple). Principalement en configuration compacte, une interférence produite par une antenne peut être captée par une seconde et causer un mauvais comportement de la ligne de base en question lors de la corrélation croisée des signaux en provenance de ces deux télescopes. Cependant, ces RFIs affectent généralement les visibilités sur une plage fréquentielle relativement réduite, et parfois sur des intervalles de temps précis.

À titre d’exemple, lors de l’observation du microquasar GRS 1739–278 avec le VLA de juin à novembre 2015 (chapitre 12), un signal ressemblant à celui d’un radar a affecté les données. La fig. 7.6a présente la moyenne (sur 10 s) de l’amplitude des visibilités (et l’écart type de la distribution sous la forme de barres d’erreurs) au cours de deux scans du champ de vue centré sur la binaire X<sup>5</sup>. Un pic périodique apparaissant toutes les  $\sim 1.5$  min est mis en évidence. En traçant l’amplitude du signal en fonction de la fréquence (sur la SW 6 : 5.51–5.64 GHz) en fig. 7.6b, il est distingué à une fréquence d’environ 5.6 GHz.

### 7.3.2 Calibration

Les données sont proprement inspectées et triées. Suit alors l’étape de calibration, et éventuellement un retour sur l’édition si des problèmes précédemment non identifiés apparaissent. Cette étape consiste à évaluer les propriétés instrumentales et atmosphériques qui ont affecté les visibilités observées  $V_{ij}^{\text{obs}}(\nu, t)$  ( $i$  et  $j$  représentent un couple d’antennes dont les signaux corrélés sont les  $V_{ij}^{\text{obs}}$ ). En comparant ensuite avec des sources de calibration connues, dont les flux ont été précisément mesurés, il est possible de déterminer

5. Ce comportement est observé aussi bien en pointant les télescopes sur les sources de calibration ce qui assure une origine non astrophysique.



**Figure 7.7** – Exemple de *dirty images* (inversion par transformée de Fourier des visibilités, équation 7.19) réalisées lors d’une observation du microquasar GRS 1739–278 (chapitre 12). La figure 7.7a présente cette quantité lorsque les visibilités n’ont pas été éditées ni calibrées. De toute évidence, ces deux étapes sont nécessaires afin de remonter à l’image « réelle » du ciel en figure 7.7b. Dans cette dernière figure, une source ponctuelle est observée d’où il ressort que la PSF du VLA est toujours convoluée avec les sources (§7.3.4).

les visibilités réelles  $V_{ij}^{\text{true}}(\nu, t)$ . En pratique, la mesure est :

$$V_{ij}^{\text{obs}} = J_{ij} V_{ij}^{\text{true}} + \varepsilon_{ij}, \quad (7.14)$$

où  $\varepsilon_{ij}$  est le bruit et  $J_{ij}$  est la matrice de Jones (Smirnov 2011) représentant un produit d’opérations linéaires qui caractérise la résultante des effets instrumentaux et environnementaux affectant les données pour la ligne de base  $ij$  à calibrer. C’est lorsque  $J_{ij}$  corrompt les données de manière irrévocable que les données sont éditées. Ce formalisme modélisant les effets instrumentaux est celui de l’équation de la mesure radio interférométrique (RIME, Smirnov 2011). Cet opérateur peut donc être décomposé suivant les différentes sources d’incertitudes introduites au cours du cheminement du signal radio (de droite à gauche) :

$$J_{ij} = K_{ij} B_{ij} G_{ij} D_{ij} E_{ij} X_{ij} P_{ij} T_{ij} F_{ij}, \quad (7.15)$$

où  $F_{ij}$ ,  $T_{ij}$ ,  $P_{ij}$ ,  $X_{ij}$ ,  $E_{ij}$ ,  $D_{ij}$ ,  $G_{ij}$ ,  $B_{ij}$ ,  $K_{ij}$  représentent respectivement les effets liés à l’ionosphère, la troposphère, l’angle parallactique<sup>6</sup>, la mesure de l’angle de polarisation linéaire, la réponse d’une antenne, la séparation des composantes polarisées (« polarisation leakage »), l’amplification électronique, la bande passante et la géométrie de l’interféromètre.

6. Angle de la sphère céleste centré sur l’objet observé dont un côté passe par le zénith du lieu d’observation et le pôle de rotation de la sphère céleste.

## Calcul des solutions de calibration

En pratique, la calibration est effectuée en considérant les termes les plus pertinents de la liste précédente, par ordre décroissant d'importance. Les réductions de données radio présentées dans ce travail sont assez semblables entre elles. Elles ont nécessité un enchaînement d'étapes de calibration, brièvement décrites<sup>7</sup> par la suite.

Les antennes radio sont caractérisées par des gains dépendant de la direction dans leur champ de vue, qui peuvent aussi varier en fonction de l'angle zénithal. Sur des télescopes de type alt-az, comme ceux du VLA, le ciel effectue une rotation dans le champ de vue d'une antenne au cours de l'observation. Les sources hors-axe sont donc affectées par différentes valeurs de réponse d'antenne (surtout en s'intéressant à des régions plus larges ou comparables à  $\lambda/D$  de l'ordre de  $0.14 \equiv 8.3$  à 5 GHz pour le VLA). L'outil `gencal` permet de définir une solution de calibration pour cet aspect. Il permet en plus de déterminer une correction relative aux atténuations dues à l'opacité atmosphérique, dépendant de l'angle zénithal et du niveau d'humidité.

Ensuite, il s'agit de fixer l'échelle de densité de flux à partir d'une source de calibration primaire, généralement observée en début de programme. Toutes les observations radio réduites au cours de ce travail ont utilisé le quasar 3C 286 pour remplir cette fonction. Le flux et les niveaux de polarisation de 3C 286, comme les autres sources de calibration primaires du VLA, sont déterminés de manière absolue (Perley & Butler 2013a,b) entre 1 et 50 GHz avec une précision variant de 1–3% suivant la fréquence. Ils sont attribués aux visibilitées correspondantes grâce à l'outil `setjy`.

Les matrices complexes  $J_{ij}$  dépendent de la fréquence  $\nu$  notamment via la terme  $B_{ij}$ . La calibration de la bande passante vise justement à corriger la dépendance des gains suivant la fréquence. Elle est déterminée avec l'outil `bandpass`, en observant pendant un temps suffisant un calibrateur brillant. La source de calibration primaire 3C 286 est utilisée et son spectre plat (Perley & Butler 2013a) est idéal pour évaluer la réponse des canaux fréquentiels. Comme les visibilitées réelles  $V_{ij,cal}^{true}$  sont identiques dans tous les canaux pour une source de calibration, l'opérateur de gain associé à la bande passante est simplement :

$$B_{ij}(\nu) = V_{ij,cal}^{obs} / V_{ij,cal}^{true}. \quad (7.16)$$

Les signaux sont corrigés d'un délai déterminé par rapport à une antenne de référence choisie. Il est cependant possible que des résidus subsistent, généralement inférieurs à 5 ns par télescope selon l'antenne de référence. Cette correction est faite juste avant la calibration de la bande passante en calculant les solutions sur les corrélations RR et LL. Il est aussi possible que des délais affectent les corrélations croisées RL et LR. L'emploi de 3C 286 permet cette correction avec `gaincal`, car ce quasar possède un fort signal polarisé dans ces représentations (Perley & Butler 2013b). Instrumentalement parlant, la séparation des composantes polarisées n'est pas parfaite. En utilisant encore 3C 286 pour sa brillance et sa petite taille angulaire, ces pertes de l'ordre de 5–15% sont évaluées avec l'outil `polcal`. Enfin, les mêmes sources et outils sont utilisés pour corriger la différence de phase entre les polarisations R et L qui dépend de la fréquence. Cette différence cause un décalage de l'angle de polarisation, et est introduite par la configuration de l'instrument et de l'électronique.

---

7. Le lecteur intéressé peut consulter le site <https://casa.nrao.edu> où de plus amples descriptions des outils sont fournies, ainsi que des tutoriels adaptés à différents cas typiques.

### Application par bootstrapping

La planification des observations radio nécessite de consacrer un temps d'observation à la source de calibration primaire (3C 286). De plus, une autre source de calibration, le calibrateur en phase, est suivie. Son choix est orienté par sa brillance, sa non-résolution et sa proximité de l'objet étudié. L'idée est alors d'alterner les pointés (scans) du VLA entre la source d'intérêt et ce calibrateur secondaire<sup>8</sup>. De cette manière, les différences de gain dues aux effets atmosphériques et les périodes de re-positionnement des antennes entre les différents scans sont considérées comme minimisées. Contrairement aux sources de calibration primaire du VLA, connues pour présenter des flux stables sur des dizaines d'années (Perley & Butler 2013a), les sources secondaires sont susceptibles d'évoluer. Mais l'échelle de temps correspondante à leur évolution est supposée bien supérieure à la durée de l'observation. Ainsi, les observations de la source de calibration secondaire sont utilisées pour évaluer les variations de l'instrument (en terme de gain et de phase), de l'atmosphère et de l'ionosphère, sur des échelles de temps de l'ordre de la dizaine de minutes. En faisant l'hypothèse que la source étudiée et le calibrateur en phase sont dans le même plan du ciel (dans lequel les gains en phase ne varient pas de manière significative suivant la position), les solutions de calibration dérivées à partir de la source de calibration secondaire peuvent être appliquées sur les visibilitées du champ de la source d'intérêt. Ce procédé est appelé le « bootstrapping ».

En pratique, l'outil `applycal` est utilisé. Notamment, il tient compte de la liste des solutions de calibration et du champ de vue sur lequel elles seront appliquées. En premier lieu, `fluxscale` permet de donner une échelle de grandeur réaliste aux flux de la source de calibration secondaire (normalisée à 1 Jy par défaut) à partir des solutions en gain de la source de calibration primaire. Pour calibrer la source cible, il suffit alors de lui appliquer les solutions de calibration dérivées pour la source de calibration secondaire en les interpolant linéairement, car elles ne correspondent évidemment pas aux mêmes temps d'observation.

#### 7.3.3 Imagerie

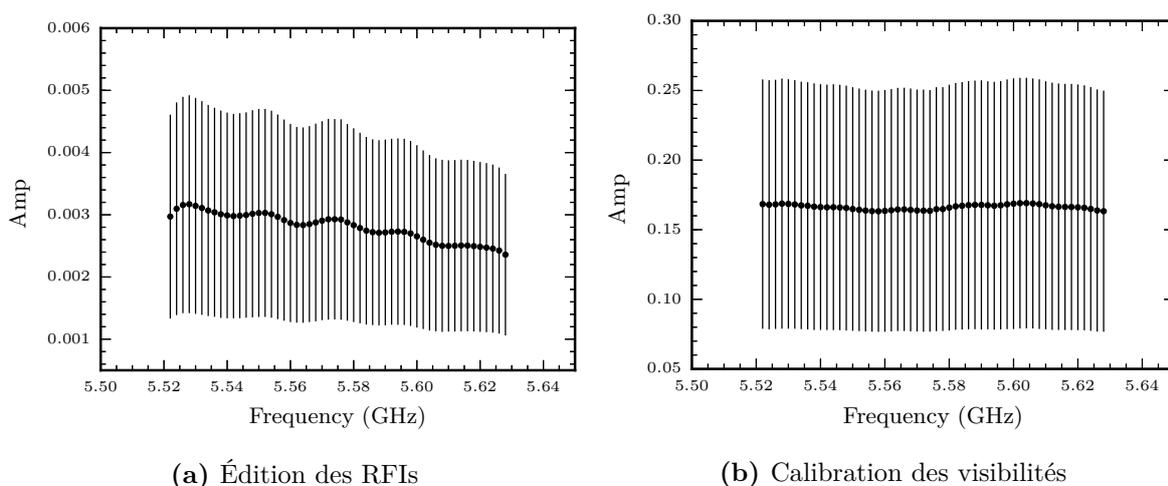
Comme expliqué en §7.2.3, une transformée de Fourier inverse peut être appliquée aux visibilitées maintenant calibrées afin d'obtenir l'intensité du ciel modifiée par la sensibilité de l'antenne ( $\mathcal{A}(l, m)$ , équation 7.13). La division des données par la surface collectrice efficace est directement prise en charge par l'outil d'imagerie `clean` de CASA. L'inversion est effectuée par un algorithme de *fast Fourier Transform* (FFT) qui nécessite d'interpoler les visibilitées, échantillonnées de manière irrégulière, sur une grille rectangulaire. La taille des cellules de cette grille doit être choisie pour échantillonner correctement le *dirty beam*. En pratique, il est aisé de connaître la résolution maximale  $\theta_{\text{res}}$  de l'interféromètre en s'intéressant au maximum des données dans le plan  $(u, v)$ , noté  $u_{\text{max}}$  :

$$\theta_{\text{res}} = \lambda/b_{\text{max}} = u_{\text{max}}^{-1} \text{ rad} = 3600 \times 180/(\pi u_{\text{max}})'' \quad (7.17)$$

Cette dernière relation donne la taille du lobe principal (fig. 7.1) et permet de choisir typiquement la dimension des cellules de la grille de sorte qu'elle soit quatre à cinq fois

---

8. La fig. 7.6a illustre l'amplitude des signaux mesurés en fonction du temps pour le champ contenant la source d'intérêt. Entre deux scans centrés sur cette dernière, un vide de quelques dizaines de secondes est utilisé pour orienter les antennes vers la source de calibration en phase.



**Figure 7.8** – Figures similaires à celle présentée en fig. 7.6b, illustrant l’amplitude des visibilités en fonction de la fréquence pour la fenêtre spectrale SW 6 du VLA lors de l’observation de GRS 1739–278. Le signal de radar périodique a été éliminé en fig. 7.8a (comparativement à la fig. 7.6b). Les données ont été ensuite calibrées en fig. 7.8b. Entre autres (§7.3.2), la réponse du récepteur a été prise en compte et le signal a visiblement été lissé.

inférieure à  $\theta_{\text{res}}$ .

Les visibilités sont échantillonnées selon un nombre fini  $n$  de points dans le plan  $(u, v)$  et le résultat de la transformée de Fourier inverse est la *dirty image*, notée  $I_{\nu}^{\text{D}}$ , qui est la convolution de l’intensité réelle du ciel  $I_{\nu}$  avec la fonction d’étalement de point. La PSF (ou *dirty beam*) est la transformée de Fourier de la fonction d’échantillonnage  $\mathcal{S}(u, v)$  définie en équation 7.20) :

$$\text{PSF}(l, m) = \int \mathcal{S}(u, v) e^{2\pi i(ul+vm)} du dv. \quad (7.18)$$

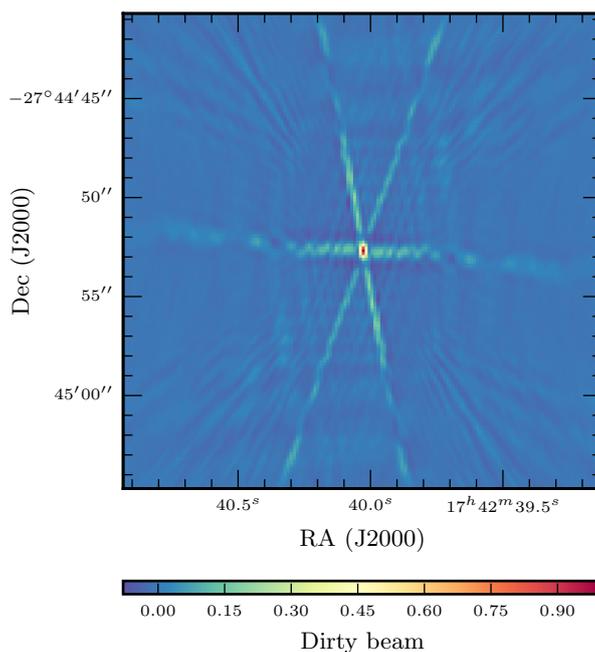
Cette fonction est illustrée en figure 7.9 dans le cas du VLA en configuration A, lors d’une observation du microquasar GRS 1739–278. En utilisant l’équation 7.13, déjà divisée par  $\mathcal{A}(l, m)$  :

$$I_{\nu}^{\text{D}}(l, m) = I_{\nu}(l, m) \otimes \text{PSF}(l, m) = \int \mathcal{S}(u, v) V_{\nu}(u, v) e^{2\pi i(ul+vm)} du dv. \quad (7.19)$$

La fonction d’échantillonnage peut être, quant à elle, approximée par une fonction de Dirac à deux dimensions, dont les valeurs sont 1 pour les endroits  $(u_k, v_k)$  du plan  $(u, v)$  évalués par l’interféromètre et 0 sinon :

$$\mathcal{S}(u, v) = \sum_{k=1}^n \delta(u - u_k, v - v_k). \quad (7.20)$$

Les *dirty images* sont donc affectées par la PSF comme présentées en figure 7.7b. En pratique, la forme de la PSF peut être contrôlée en attribuant des poids  $w_k$  différents aux différents points de la fonction  $\mathcal{S}(u, v)$ . Plusieurs fonctions  $w_k$  sont disponibles et dépendent de la nature du produit désiré. Si la source observée est faible, noyée dans un bruit de type gaussien, le *natural weighting* est préféré. Il consiste à attribuer un poids



**Figure 7.9** – Image de  $0.4 \times 0.4$  de la fonction d'étalement de point (PSF ou encore *dirty beam* dans le cas de l'interférométrie radio) du Very Large Array en configuration A lors des observations du microquasar GRS 1739–278 (chapitre 12).

$w_k = 1/\sigma_k^2$  à chaque point d'échantillonnage ( $\sigma_k$  étant l'écart type) pour améliorer le signal sur bruit. Si l'amélioration de la résolution d'une image est recherchée, le *uniform weighting* est employé, avec des poids  $w_k = 1/\rho(u, v)$  ( $\rho(u, v)$  étant la densité des points de  $\mathcal{S}(u, v)$ ). Enfin, une troisième option permet d'obtenir un bon compromis entre un signal sur bruit optimisé et une meilleure résolution angulaire, connue sous le nom de paramètre de Briggs (Briggs 1995), dont la valeur du paramètre `robust` est choisie à 0.5 et appliquée aux réductions de données présentées dans ce manuscrit.

### 7.3.4 Déconvolution

Les images produites lors de l'inversion par transformée de Fourier des visibilitées présentent encore des artefacts. Ceux-ci sont liés à la convolution du signal avec la PSF de l'instrument qui possède une structure particulière à l'échantillonnage du plan  $(u, v)$  pour un interféromètre donné (§7.3.3). Chaque point dans le champ de vue a été multiplié par le *dirty beam*, et la *dirty map* est une superposition de sources ponctuelles, toutes multipliées par ce même composant. Ces effets sont corrigés par le biais de l'algorithme CLEAN, développé et utilisé depuis plus de 40 ans pour la reconstruction des images radio (Högbom 1974). Cet algorithme est directement implémenté dans l'outil du même nom `clean` du logiciel CASA (McMullin et al. 2007). En premier lieu sont effectués les calculs de la *dirty image* (équation 7.19, exemples en fig. 7.7) et de la PSF de l'instrument (équation 7.18, illustrée en fig. 7.9 dans le cas du VLA<sup>9</sup>).

Le principe général de cet algorithme repose sur une approche itérative de détection

9. La PSF du VLA est caractéristique avec ses six bras radiaux liés à la distribution des antennes en « Y » de l'interféromètre.

---

de source et de soustraction progressive de la PSF sur la *dirty image* jusqu'à l'atteinte d'un niveau résiduel d'émission dans l'image correspondant au bruit statistique.

En pratique :

1. le point d'intensité maximale est localisé sur l'image ;
2. le *dirty beam* ( $I_{\text{PSF}} \leq 1$ , fig. 7.9) est multiplié par l'intensité du pic trouvé et par un facteur de gain choisi à 10% ;
3. enfin, le *dirty beam*, initialement au centre du pointé, est déplacé à la position du maximum et soustrait à l'image,

et ces étapes sont répétées jusqu'à ce que le point de plus haute intensité de l'image soit en dessous d'un certain seuil de manière à ne conserver que des résidus statistiques d'émission. Elles peuvent aussi être limitées à un nombre fixé d'itérations. À chacune de ces soustractions, l'amplitude et la position de chaque point retiré sont enregistrées dans un fichier appelé le *modèle* selon des fonctions de Dirac  $\delta$ . Les composantes du modèle sont alors convoluées par le *clean beam*, qui est simplement une fonction gaussienne elliptique à deux dimensions ajustée sur la partie centrale de la PSF de l'instrument. Les résidus de la *dirty image* sont ajoutés pour obtenir l'image finale.

La construction des images présentées dans ce manuscrit a employé le mode `mfs` (Multi-Scale Multi-Frequency Synthesis, Rau & Cornwell 2011) de `clean` pour tenir compte de la dépendance en fréquence du signal observé. Comme les jets compacts des microquasars V404 Cygni (chapitre 11) et GRS 1739–278 (chapitre 12) ne peuvent généralement pas être résolus par le VLA, même dans sa configuration la plus étendue (A), les composantes étendues n'ont pas bénéficié d'un traitement spécial. La méthode de Cotton & Schwab (Schwab 1984) est également utilisée pour rendre plus efficace le calcul des itérations de l'algorithme CLEAN. Le problème de la déconvolution est aujourd'hui un sujet de développement actif menés par différentes équipes. En effet, les arrivées d'instruments comme LOFAR, MeerKAT et SKA imposent l'adoption de méthodes rapides et optimales pour la reconstruction d'images.



Partie 3

Émission haute  
énergie des binaires  
accrétantes



---

# De la diversité des sources gamma dans la constellation du Cygne

---

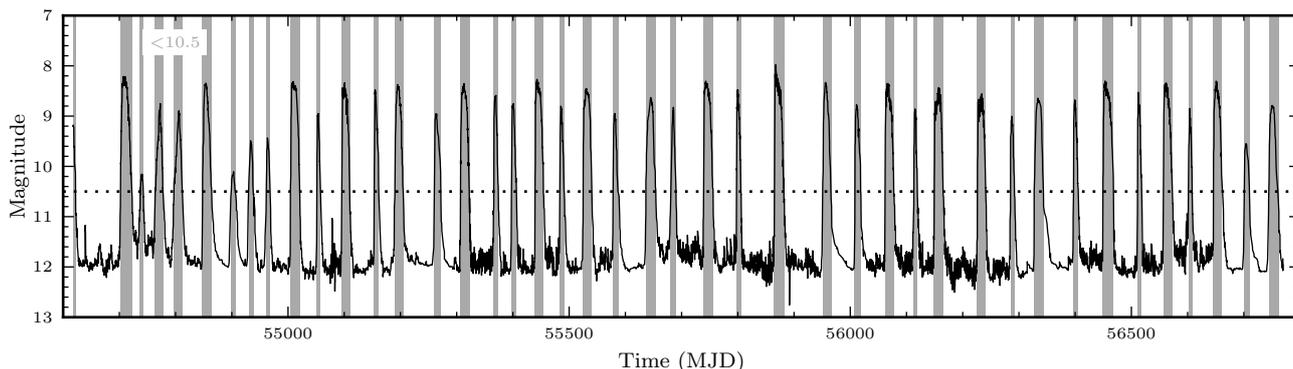
---

<b>8.1</b>	<b>Contrepartie HE aux sursauts périodiques de SS Cyg . . .</b>	<b>126</b>
8.1.1	Nova naine SS Cygni . . . . .	126
8.1.2	Analyse des données du LAT . . . . .	127
8.1.3	Contraintes sur la dimension de la zone d'émission . . . . .	129
8.1.4	Intensité du champ magnétique . . . . .	129
8.1.5	Émission HE par rayonnement Compton Inverse . . . . .	130
8.1.6	Distance entre la source UV et la population d'électrons . . .	131
8.1.7	Énergie maximale rayonnée . . . . .	132
<b>8.2</b>	<b>Éruptions récurrentes de Cygnus X-3 . . . . .</b>	<b>132</b>
8.2.1	Microquasar Cygnus X-3 . . . . .	132
8.2.2	Émission HE . . . . .	133
8.2.3	Sursaut de janvier 2016 . . . . .	135

---

**L**A CARACTÉRISATION de l'universalité entre les mécanismes d'accrétion et d'éjection se traduit par la prise en compte d'une diversité d'objets. La sensibilité de la caméra LAT à bord du satellite *Fermi* a permis de révéler l'existence de sources  $\gamma$  autres que les objets habituellement détectés à ces longueurs d'onde (AGNs et pulsars) : les nébuleuses à vent de pulsar, les novæ, et les microquasars (§2.3.3). Ce chapitre porte l'attention sur deux types de systèmes : la nova naine faiblement magnétisée SS Cygni et le microquasar Cygnus X-3. Les propriétés des microquasars ont été longuement détaillées au chapitre 2. Une nova naine, quant à elle, est une sous-catégorie des variables cataclysmiques. Elle comprend une naine blanche accrétant la matière par débordement du lobe de Roche d'une étoile compagnon appartenant à la séquence principale, de type tardif (c'est-à-dire de type spectral K ou M). La relative proximité d'une grande population de novæ naines facilite l'étude de leurs comportements et du couplage accrétion/éjection.

La section §8.1 présente l'étude en rayons  $\gamma$  de haute énergie de SS Cygni. Malgré une activité importante et des sursauts récurrents, l'émission HE de cette nova naine n'a pu être détectée significativement. La limite supérieure sur le flux  $\gamma$  permet néanmoins d'établir certaines contraintes sur la géométrie du système et d'estimer une détection probable en rayons X durs avec le satellite *NuSTAR* par exemple. La section §8.2 présente le résultat de l'étude de Cygnus X-3 lors d'une phase d'activité en janvier 2016, observée en rayons  $\gamma$  avec *Fermi*/LAT et en radio avec OVRO. La détection significative du rayonnement  $\gamma$  a conduit à la communication d'un *Astronomer's Telegram* (ATel, reproduit en §A.8, Loh et al. 2016b).



**Figure 8.1** – Courbe de lumière optique de SS Cyg (AAVSO). La ligne en pointillés représente le seuil en magnitude utilisé pour définir les périodes de sursaut de la nova naine (zones grisées).

## 8.1 Contrepartie HE aux sursauts périodiques de SS Cyg

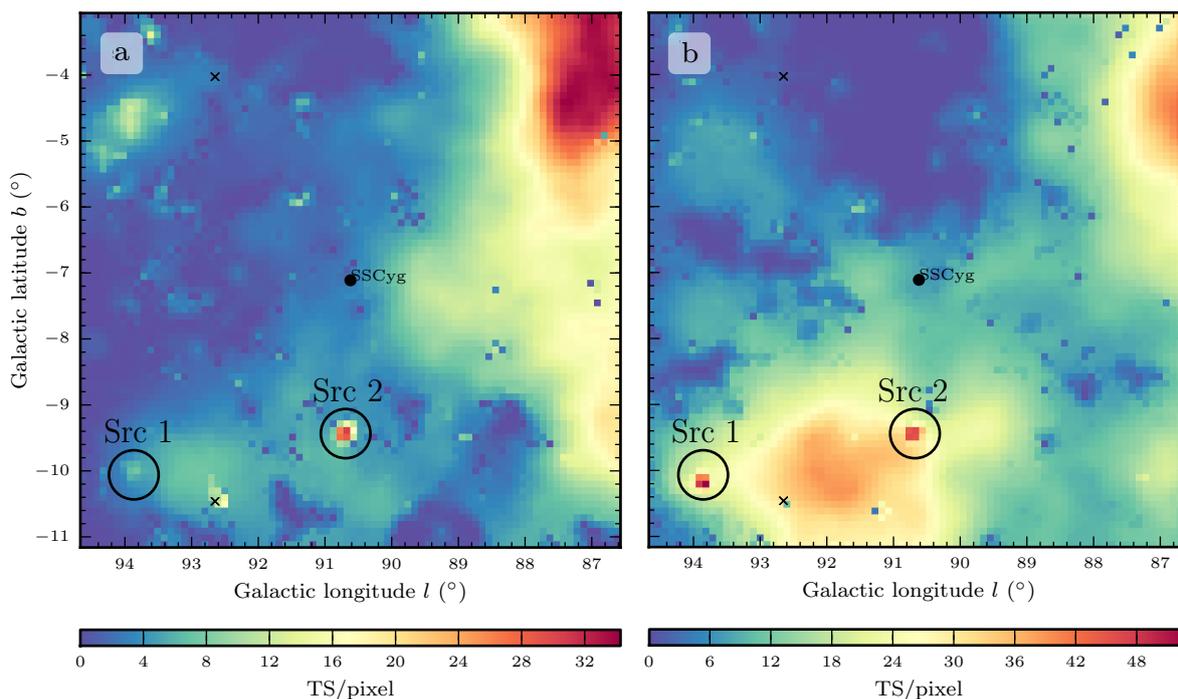
### 8.1.1 Nova naine SS Cygni

SS Cygni (SS Cyg) est une des novæ naines les plus brillantes et les plus étudiées. Son étude remonte à 1896 lorsque Ms. Louisa Wells mit pour la première fois en évidence son comportement variable. [Pickering \(1896\)](#), qui rapporta cette découverte, nota également une périodicité des sursauts de  $\sim 40$  d au cours desquels la brillance variait de 7.2 mag à  $> 11.2$  mag. L'analyse de sa courbe de lumière conduisit [Bath & van Paradijs \(1983\)](#) à classifier l'étoile variable de nova naine. Les paramètres orbitaux de SS Cyg ont été dérivés par [Giovannelli et al. \(1983\)](#) ; [Martinez-Pais et al. \(1994\)](#). Ce système a été la cible de nombreuses campagnes d'observations, pourtant le détail des mécanismes d'accrétion ainsi que ceux déclenchant les sursauts sont toujours sujets à débat (e.g, [Giovannelli & Sabau-Graziati 2012](#)).

[Körding et al. \(2008\)](#) ont détecté une émission radio transitoire associée à SS Cyg en observant la source avec le VLA (à 8.6 GHz, chapitre 6) et MERLIN<sup>1</sup> (à 1.66 GHz) estimée provenir d'un rayonnement synchrotron. Ils ont utilisé les données AAVSO (American Association of Variable Star Observers) pour planifier leurs observations et ils ont trouvé que l'émission radio est corrélée avec la luminosité optique. Le pic de densité de flux à 8.5 GHz est atteint peu après le début du sursaut repéré dans la bande optique, et a été mesuré à  $\sim 1.1$  mJy. [Körding et al. \(2008\)](#) ont conclu que l'émission radio provenait du rayonnement synchrotron d'un jet transitoire. Il est notable de remarquer que les diagrammes HIDs pour un système binaire à trou noir, à étoile à neutrons ou bien à naine blanche sont très similaires et participent une nouvelle fois à l'idée d'une unification des processus accrétion/éjection (fig. 1 de [Körding et al. 2008](#)).

Un tel jet transitoire serait éventuellement capable d'accélérer des particules et de diffuser les photons émanant de l'étoile compagnon ou du disque d'accrétion par mécanisme Compton Inverse (§3.3). Cela pourrait aussi conduire à la production de photons  $\gamma$  de haute énergie (HE) comme observé pour le cas du microquasar Cygnus X-3 (§8.2, [Fermi LAT Collaboration et al. 2009](#) ; [Tavani et al. 2009](#) ; [Corbel et al. 2012](#) ; [Loh et al.](#)

1. Multi-Element Radio-Linked Interferometer Network.



**Figure 8.2** – Cartes de TS résiduel sur une région de  $8^\circ \times 8^\circ$  centrée sur la position de la nova naine SS Cyg. La résolution des pixels est de  $0.1^\circ$  la représentation en coordonnées Galactiques est utilisée. **a** : TS résiduel lors de la période combinée de sursaut de SS Cyg. **b** : TS résiduel sur la période de quiescence. La région Cygnus X (en haut à droite) présente encore quelques résidus de modélisation (qui n’interviennent pas sur les conclusions relatives à SS Cyg).

2016b). Il apparaît également que l’émission de Cyg X–3 aux énergies du MeV–GeV est focalisée par effet relativiste et qu’il n’est possible de la détecter que parce que le jet est incliné dans la direction de la ligne de visée (Dubus et al. 2010).

La proximité de SS Cyg, situé à seulement  $114 \pm 2$  pc de la Terre (la distance a été déterminée par technique VLBI, Miller-Jones et al. 2013), a motivé la recherche d’une émission HE (0.1–100 GeV) avec *Fermi*/LAT (chapitre 4, Atwood et al. 2009).

### 8.1.2 Analyse des données du LAT

#### Caractérisation de la région autour de SS Cyg

Les données Pass 8 P301 du LAT, incorporant une période de cinq années (août 2008–août 2013), ont été analysées en utilisant la version 09-34-00 des Science Tools et les IRFs P8\_SOURCE\_V3 selon les méthodes décrites au chapitre 5. Les photons SOURCE, entre 0.1–100 GeV, provenant d’une région de rayon  $15^\circ$  centrée sur la position RA =  $325^\circ 67$ , Dec. =  $43^\circ 58$ , ont été considérés. La caractérisation de l’émission  $\gamma$  des environs de SS Cyg est réalisée en effectuant une analyse *binned* sur les cinq ans de données. Les modèles de diffus utilisés sont `template_4years_P8_V2_scaled.fits` et `isotropic_source_4years_P8V3.txt` respectivement pour les fonds diffus Galactique et isotropique. Toutes les sources listées dans le second catalogue de *Fermi* ont également été incluses (2FGL, Nolan et al. 2012). Les normalisations des fonds de rayonnement dif-

fus ont été laissées libres de varier durant l’ajustement des données par maximum de vraisemblance. Ont également été laissés libres les paramètres spectraux des sources situées à  $\leq 3^\circ$  de SS Cyg ainsi que les normalisations des sources à  $\leq 9^\circ$ . Enfin, les sources situées à  $\leq 22^\circ$  de SS Cyg et dont le TS (§5.4.3) est supérieur à 1000 ont été ajoutées au modèle, avec leurs paramètres fixés aux valeurs du catalogue 2FGL. Un modèle spectral en loi de puissance a été attribué au fond diffus Galactique afin de tenir compte d’un éventuel gradient en énergie. Toutefois, l’indice spectral dérivé quasiment nul, indique que l’effet n’est pas significatif.

Au cours de la procédure d’ajustement, des résidus significatifs (TS = 1922) sont apparus à la position du quasar NRAO 676 (RA = 330°43, Dec. = 50°81). Cette source n’était pas listée dans le catalogue 2FGL bien qu’elle le soit dans la nouvelle version 3FGL (Acero et al. 2015). Un point source a donc été ajouté à sa position. Le spectre qui lui a été attribué se présente sous la forme d’une parabole logarithmique (éq. 5.6) caractéristique des blazars. La région active Cygnus X, située approximativement à  $l \sim 82^\circ$ ,  $b \sim 2^\circ$  au bord de la RoI, n’est pas non plus parfaitement ajustée car elle contient un environnement complexe avec des pulsars particulièrement brillants et des sites d’accélération de rayons cosmiques (Ackermann et al. 2011). Elle est néanmoins considérée suffisamment éloignée de SS Cyg, de sorte que son influence ne soit pas critique pour l’analyse de la nova naine. SS Cyg n’est pas détectée significativement en rayons  $\gamma$  sur les cinq années. La limite supérieure (§5.4.3) sur son flux  $> 100$  MeV est  $3.1 \times 10^{-9}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ . Malgré cela, il est possible que l’émission soit sporadique et que sa moyenne sur cinq ans cache un rayonnement  $\gamma$  sous-jacent significatif.

## Émission HE en fonction de l’activité optique de SS Cyg

La courbe de lumière (LC) optique de SS Cyg a été construite grâce aux observations collectées par l’AAVSO<sup>2</sup>. Aucun traitement additionnel n’a été effectué et les mesures effectuées dans la gamme optique ont été choisies. La LC a été lissée en utilisant un filtre passe-bas<sup>3</sup> pour faciliter la lecture et l’analyse (fig. 8.1). La nova naine présente un niveau quiescent de  $\sim 12$  mag. Sa LC dévoile des sursauts quasi-périodiques d’une durée de 7–18 d se reproduisant toutes les 4–10 semaines (Jevtic et al. 2003) sans signe annonciateur évident (Price et al. 2007). La brillance des sursauts peut atteindre des valeurs de 8 mag, lors de l’éruption aux alentours de MJD 55880 par exemple.

Dans le but de focaliser les analyses et de maximiser l’éventuel signal sur bruit, la LC AAVSO a été utilisée pour déterminer les intervalles de temps des sursauts. Le seuil de 10.5 mag a été défini pour indiquer l’entrée et la sortie des phases éruptives, une valeur aussi basse que possible pour éviter d’entrer dans le régime bruité proche des magnitudes les plus faibles (zones grisées en fig. 8.1). Grâce à cette information, les données  $\gamma$  du LAT ont ensuite été séparées en deux ensembles correspondant aux périodes de sursaut et de quiescence. Deux analyses distinctes ont été effectuées en se basant sur le modèle d’émission de la région, précédemment ajusté. Tous les paramètres spectraux ont été fixés sauf la normalisation du diffus Galactique. Un point source sous la forme de loi de puissance (éq. 5.5) a été ajouté à la position de SS Cyg.

Après avoir combiné tous les intervalles de temps correspondant aux sursauts de

2. <https://www.aavso.org>.

3. Pour chaque  $y_i$ , la mesure lissée est  $y_{\text{smooth}, i} = ay_i + (1 - a)y_{\text{smooth}, i-1}$  avec le coefficient  $a = 0.1$ .

SS Cyg, la période totale – active – est approximativement équivalente à 445 d alors que celle de la quiescence est de  $\sim 1322$  d. Les cartes de TS (§5.4.4) calculées pour ces deux ensembles de données sont présentées en fig. 8.2. Ces cartes de significativité résiduelle révèlent qu'en plus du quasar NRAO 676 (en dehors des images présentées en fig. 8.2), deux sources ponctuelles apparaissent clairement aux positions  $l \simeq 93^\circ 90$ ,  $b \simeq -10^\circ 14$  et  $l \simeq 90^\circ 78$ ,  $b \simeq -9^\circ 45$ . Ces sources sont notées « Src 1 » et « Src 2 » sur la fig. 8.2 et sont maintenant listées dans le catalogue 3FGL (Acero et al. 2015). Cependant, leur éloignement par rapport à SS Cyg est considéré suffisamment important pour ne pas affecter les données de la nova naine.

Les valeurs de TS pour la source SS Cyg calculées, à la fois sur la période combinée de sursaut, et à la fois sur la période de quiescence, sont en-dessous du seuil de détection de  $TS = 25$ . Les limites supérieures sur leur flux de rayons  $\gamma$  HE sont respectivement  $2.7 \times 10^{-9}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  et  $2.0 \times 10^{-9}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ . En considérant la nova naine à une distance de 115 pc (Miller-Jones et al. 2013), les luminosités  $>100$  MeV correspondantes sont respectivement  $\leq 6.8 \times 10^{32}$  erg s $^{-1}$  et  $\leq 4.9 \times 10^{32}$  erg s $^{-1}$ .

### 8.1.3 Contraintes sur la dimension de la zone d'émission

SS Cyg n'est pas résolue à 1.66 GHz et Körding et al. (2008) ont placé une limite supérieure sur le rayon de la source à  $\theta \leq 0^\circ 1 = 4.8 \times 10^{-7}$  rad alors que sa densité de flux radio était de  $F_{1.66 \text{ GHz}} = 0.8$  mJy. De plus, Miller-Jones et al. (2013) ont observé la nova naine avec les techniques de VLBI. Sauf dans le cas d'une observation, elle apparaît non-résolue avec une PSF de  $\sim 2$  mas ( $\equiv 9.7 \times 10^{-9}$  rad). Cette valeur est considérée par la suite comme la limite supérieure sur la dimension de la région d'émission  $r$ . La température de brillance ( $T_b = B_\nu c^2 / 2k_B \nu^2$ , éq. 3.20), associée à l'émission synchrotron ne peut dépasser la valeur  $\sim 10^{12}$  K du fait de la catastrophe Compton (§3.3.4). Si  $T_b < 10^{12}$  K, l'expression de la température de brillance dans le régime Rayleigh-Jeans de la loi de Planck s'écrit<sup>4</sup> :

$$B_\nu = F_\nu / \pi \theta^2 = 2\nu^2 k_B T_b / c^2. \quad (8.1)$$

Cette dernière équation relie donc directement la température de brillance maximale avec la dimension de la source : si  $T_b < 10^{12}$  K, alors  $\theta \geq 5.5 \times 10^{-11}$  rad. Pour une distance de 114 pc (Miller-Jones et al. 2013), la dimension de la zone d'émission peut être contrainte telle que :

$$1.9 \times 10^{10} \text{ cm} \leq r \leq 3.4 \times 10^{12} \text{ cm}. \quad (8.2)$$

### 8.1.4 Intensité du champ magnétique

L'équipartition d'énergie entre la densité d'énergie magnétique et la densité d'énergie des particules rayonnant par effet synchrotron est généralement admise. Les champs magnétiques sont tordus et étirés par les mouvements du plasma, et à leur tour ils conditionnent la dynamique du plasma. Le champ magnétique est dit à l'équipartition

---

4. La brillance  $B_\nu$  et la densité de flux radio  $F_\nu$  sont liées par la relation  $F_\nu = \int B_\nu \cos(\theta) d\Omega = 2\pi B_\nu \int_0^\theta \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta$ . En changeant de variable  $x = \sin(\theta)$  et  $dx = \cos(\theta) d\theta$ , la densité de flux peut s'exprimer comme  $F_\nu = \pi B_\nu \sin^2(\theta)$ . Pour de petites valeurs de  $\theta$ ,  $F_\nu \sim \pi B_\nu \theta^2$ .

$B_{\text{eq}}$ . En minimisant l'énergie totale de la source par rapport à l'intensité du champ magnétique, il est possible d'obtenir (Longair 1994) :

$$B_{\text{eq}}[\text{T}] = 1.8 \left( \frac{\eta L_{\nu} [\text{W Hz}^{-1}]}{V [\text{m}^3]} \right)^{2/7} (\nu [\text{Hz}])^{1/7}. \quad (8.3)$$

où  $\eta = 1 + E_p/E_e$  correspond à la fraction d'énergie contenue dans les protons et les noyaux. Si l'énergie contenue dans les protons est  $\beta$  fois supérieure à celle portée par les électrons :  $E_p = \beta E_e$ , alors l'énergie totale est  $E_{\text{tot}} = (1 + \beta)E_e = \eta E_e$ . Sans contrainte sur ces quantités,  $\eta$  est considérée égale à l'unité. En tenant compte des facteurs de conversion entre les systèmes cgs et SI, en supposant une région d'émission sphérique, et en se servant des limites sur la dimension de la région (éq. 8.2), il est possible de placer des contraintes sur l'intensité du champ magnétique  $B_{\text{eq}}$ . Ainsi, la condition  $r \geq 1.9 \times 10^{10}$  cm procure la limite supérieure à l'intensité du champ magnétique  $B_{\text{eq max}} \leq 7.8$  G. De même, la condition  $r \leq 3.4 \times 10^{12}$  cm contraint  $B_{\text{eq min}} \geq 9.2 \times 10^{-2}$  G :

$$9.2 \times 10^{-2} \text{ G} \leq B_{\text{eq}} \leq 7.8 \text{ G}. \quad (8.4)$$

### 8.1.5 Émission HE par rayonnement Compton Inverse

L'estimation de l'intensité du champ magnétique (éq. 8.4) est basée sur l'hypothèse d'équipartition entre la densité d'énergie magnétique et celle des particules. Il est maintenant possible de déterminer les luminosités synchrotron et Compton Inverse prédites par les valeurs de  $B_{\text{eq}}$  et de les comparer aux luminosités observées.

#### Rapport entre les luminosités Compton Inverse et synchrotron

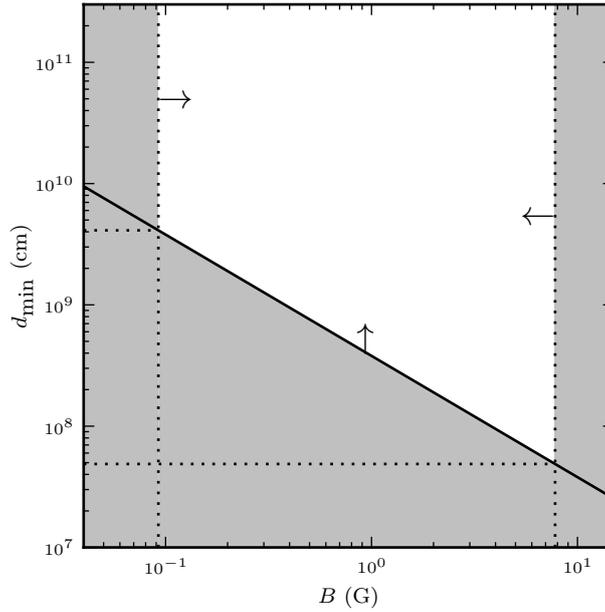
Le calcul de la luminosité de l'émission Compton Inverse  $L_{\text{IC}}$  nécessite de considérer un champ de rayonnement dont les photons UV sont diffusés à plus haute énergie. Ces photons ultraviolets sont produits au niveau de la couche limite, une région située entre le disque d'accrétion et la naine blanche où le plasma perd son énergie cinétique avant de se déposer sur la surface stellaire. Au maximum, la luminosité du corps noir associé est  $L_{\text{bb}} \sim 1.7 \times 10^{34} (D/100 \text{ pc})^2 \text{ erg s}^{-1}$ , c'est-à-dire  $L_{\text{bb}} \sim 2.2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  à 114 pc (Wheatley et al. 2003). Les composantes stellaires du système SS Cyg sont séparées de  $\sim 1.4 \times 10^{11}$  cm alors que le rayon externe du disque d'accrétion est d'environ  $R_{\text{disk}} \simeq 2.5 \times 10^{10}$  cm (Sanad 2011). Ainsi, la distance entre la source des photons UV et les électrons responsables de leur diffusion est grossièrement estimée à  $d \sim 10^{10}$  cm. La densité de rayonnement est donc :

$$U_{\text{rad}} = L_{\text{bb}} / (4\pi d^2 c) \sim 1.3 \times 10^3 \text{ erg cm}^{-3}. \quad (8.5)$$

Dans le régime de diffusion Thomson, l'éq. 3.26 indique que le rapport entre la luminosité Compton Inverse et synchrotron  $L_{\text{syn}}$  est :

$$5.5 \times 10^2 \leq L_{\text{IC}} / L_{\text{syn}} \leq 3.9 \times 10^6, \quad (8.6)$$

en tenant compte de la gamme autorisée d'intensité du champ magnétique (éq. 8.4).



**Figure 8.3** – Distance minimale  $d_{\min}$  entre la source de photons UV et la population d’électrons pour la nova naine SS Cyg en fonction de l’intensité du champ magnétique  $B$ . La ligne noire représente l’éq. 8.8. Les deux lignes verticales pointillées indiquent les valeurs extrêmes de l’intensité du champ magnétique (éq. 8.4). En tenant compte des restrictions discutées sur la valeur des paramètres, seules les valeurs de  $d_{\min}$  comprises dans la zone blanche sont autorisées.

### Confrontation aux observations

La luminosité radio, supposée provenir d’un rayonnement synchrotron est  $L_{\text{syn}} \sim 5.9 \times 10^{25} \text{ erg s}^{-1}$  (densité de flux à 8.6 GHz de 0.44 mJy, [Körding et al. 2008](#)). La limite supérieure sur la luminosité  $\gamma > 100 \text{ MeV}$  de SS Cyg lors des phases de sursaut est de  $6.8 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  (§8.1.2). Le rapport entre ces luminosités est

$$L_{\text{IC, obs}}/L_{\text{syn, obs}} \leq 1.2 \times 10^7. \quad (8.7)$$

La limite supérieure sur le rapport des luminosités observées est compatible avec les prédictions, impliquant un champ magnétique à l’équipartition (éq. 8.6). Cela peut éventuellement signifier qu’un rayonnement  $\gamma$  soit bien présent alors que la sensibilité de *Fermi*/LAT n’est pas suffisante pour le détecter.

#### 8.1.6 Distance entre la source de photons UV et la population d’électrons

En considérant la limite supérieure sur le rapport (éq 8.7) et sachant qu’il s’exprime en terme de densités de rayonnement  $L_{\text{IC, obs}}/L_{\text{syn, obs}} = L_{\text{bb}}/4\pi d^2 c \times 8\pi/B^2 \leq 1.2 \times 10^7 = \varphi$ , il est possible de placer une contrainte sur la distance entre la population d’électrons et la source de rayonnement UV :

$$d_{\min} > (L_{\text{bb}}\varphi^{-1}c^{-1}B^{-2})^{1/2} \quad (8.8)$$

avec  $L_{\text{bb}} \sim 5 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ . L’équation 8.8 est représentée en fig. 8.3 où les valeurs non-autorisées pour la distance  $d$  sont représentées par une zone grisée. Ainsi, pour

une intensité du champ magnétique  $B \geq 9.2 \times 10^{-2} \text{ G}$ , la distance minimale entre les composantes est  $d_{\min} > 4.1 \times 10^9 \text{ cm}$ . Quant à la limite supérieure  $B \leq 7.8 \text{ G}$ , celle-ci implique que  $d_{\min} > 4.9 \times 10^7 \text{ cm}$ .

Pour résumer, la valeur minimale de  $d$  est largement inférieure à la dimension de SS Cyg estimée précédemment, grâce à la limite sur la catastrophe Compton et la résolution dans les images VLBI ( $\sim 2 \times 10^{10} - 3 \times 10^{12} \text{ cm}$ ). Le champ magnétique généré par la naine blanche a été négligé ici et cette hypothèse n'est probablement pas correcte si les électrons se trouvent trop près de l'étoile.

### 8.1.7 Énergie maximale rayonnée

La fréquence caractéristique du rayonnement synchrotron, d'après l'éq. 3.16, est  $\nu_{\text{syn}} \sim 2.8 \times 10^6 \gamma_e^2 B$ , où  $\gamma_e$  est le facteur de Lorentz des électrons. L'observation de SS Cyg à 8.6 GHz avec le VLA (Körding et al. 2008) permet donc d'estimer les facteurs de Lorentz correspondants. Pour la limite inférieure sur l'intensité du champ magnétique,  $B > 9.2 \times 10^{-2} \text{ G}$ ,  $\gamma_e < 1.8 \times 10^2$ . Pour la limite supérieure ( $B < 7.8 \text{ G}$ ), les facteurs de Lorentz sont contraints à  $\gamma_e > 20$ . Pour résumer :

$$20 < \gamma_e < 1.8 \times 10^2, \quad (8.9)$$

pour les électrons rayonnant en radio à 8.6 GHz.

Dans le régime de diffusion Thomson, l'énergie moyenne des photons diffusés est donnée par l'éq. 3.23 :  $\langle \xi_1 \rangle \sim \gamma_e^2 \xi_0$ , où  $\xi_0 \sim 10 \text{ eV}$  est l'énergie typique des photons UV disponibles pour la diffusion. Ainsi, l'énergie des photons diffusés par mécanisme Compton Inverse serait comprise dans la gamme :

$$1.1 \times 10^4 \text{ eV} < \xi_1 < 9.3 \times 10^5 \text{ eV}. \quad (8.10)$$

La limite supérieure calculée est proche de 1 MeV, en-deçà de la plage de sensibilité de *Fermi*/LAT (au minimum de 30 MeV, chapitre 4). En revanche, cette émission serait potentiellement détectable par le satellite *NuSTAR*, capable de détecter un signal  $> 10 \text{ keV}$  de  $\sim 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  en 1 Ms (sensible entre 3–80 keV, Harrison et al. 2013). Des observations avec INTEGRAL/IBIS ont d'ores et déjà mis en évidence que le flux 20–100 keV est rehaussé d'un ordre de grandeur durant les périodes de quiescence optique en accord avec les modèles prédisant une suppression de l'émission de rayons X durs lors des périodes à fort taux d'accrétion (Barlow et al. 2006).

## 8.2 Éruptions récurrentes de Cygnus X–3

### 8.2.1 Microquasar Cygnus X–3

Le cas du microquasar Cygnus X–3 (Cyg X–3) a précédemment été pris en exemple en §2.3.3 dans la mesure où il est le premier parmi les rares microquasars à avoir été détecté en rayons  $\gamma$  de haute énergie. Cyg X–3 est localisé dans le plan Galactique, à une distance de  $7.2_{-0.5}^{+0.3} \text{ kpc}$  de la Terre (Ling et al. 2009). Il a été découvert en 1966 par Giacconi et al. (1967) grâce à des compteurs proportionnels sensibles dans la gamme 2–5 keV embarqués à bord de *sounding rockets*. Quelques années après, la détection d'une

éruption radio géante (dont la densité de flux a atteint  $\sim 20$  Jy à 10.5 GHz, Gregory & Kronberg 1972), faisant de lui l’objet le plus brillant du ciel radio transitoire, catalysa une attention scientifique renouvelée. Cyg X–3 est également connu pour la récurrence de ses éruptions au cours desquelles de puissants jets relativistes sont émis à  $>0.8c$ , orientés à  $<14^\circ$  de la ligne de visée (Mioduszewski et al. 2001 ; Miller-Jones et al. 2004 ; Tudose et al. 2007), et potentiellement inclinés par rapport au plan orbital du système (Dubus et al. 2010).

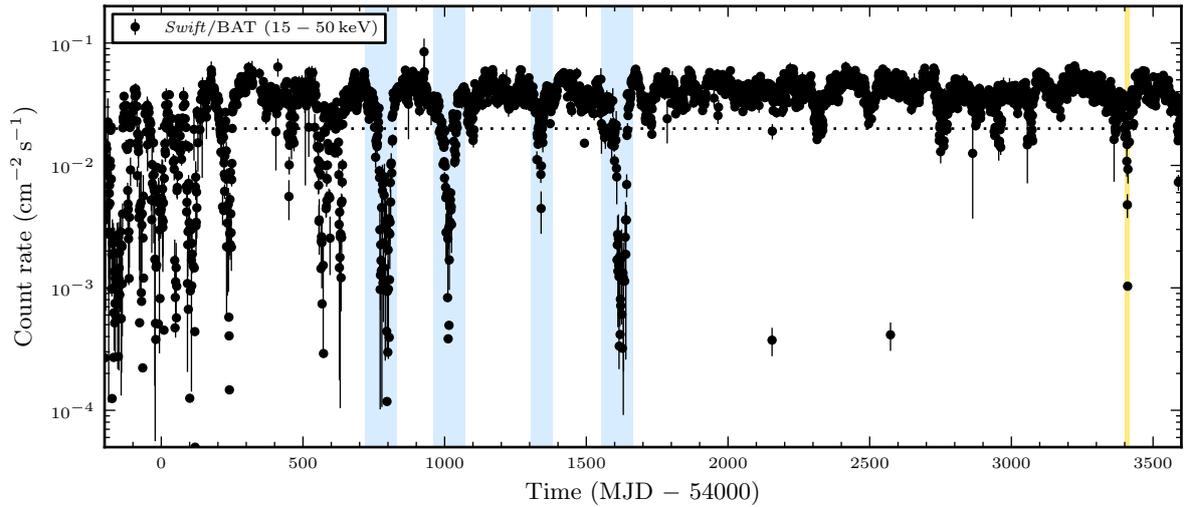
Bonnet-Bidaud & Chardin (1988) ont d’abord caractérisé le microquasar comme une LMXB en se basant sur la période orbitale de 4.8 h observée en rayons X (Parsignault et al. 1972) et en infrarouge (Becklin et al. 1973) ; et en sous-estimant par ailleurs la masse de l’étoile compagnon. L’objet compact accrétant est probablement un trou noir (e.g., Vilhu et al. 2009 ; Zdziarski et al. 2013). L’étoile compagnon a, quant à elle, clairement été identifiée comme étant une étoile de type Wolf-Rayet (van Kerkwijk et al. 1996) caractérisée par une perte de masse conséquente de l’ordre de  $10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  à travers un puissant vent stellaire d’hélium (Szostek & Zdziarski 2008). Cyg X–3 est donc classifié comme étant une HMXB et un microquasar du fait de la présence des jets relativistes observés en radio.

## 8.2.2 Émission HE

### Origine du rayonnement

À l’instar de la plupart des XRBs, Cyg X–3 subit des périodes d’activité accrue dont l’émission peut être perçue sur une large gamme de longueurs d’onde, de la radio aux rayons  $\gamma$ . En effet, Cyg X–3 est un émetteur connu de rayonnement à HE (30 MeV–100 GeV), détecté pour la première fois en 2008 par les satellites AGILE (Tavani et al. 2009) et *Fermi*/LAT (Fermi LAT Collaboration et al. 2009), alors que la binaire était dans l’état spectral *soft*. La détection avec *Fermi* a permis de mettre en évidence une modulation du flux  $\gamma$  selon la période orbitale de 4.8 h du microquasar, ce qui a assuré l’identification de la source en plus de la corrélation temporelle avec les émissions radio et de rayons X. Le flux de rayons  $\gamma > 100$  MeV peut atteindre  $(2 - 3) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  avec un indice de photon  $\Gamma = 2.70 \pm 0.05$  (Fermi LAT Collaboration et al. 2009).

Il est très probable que l’émission  $\gamma$  ne soit pas localisée à proximité du disque d’accrétion ou de la couronne car ces photons seraient très fortement absorbés en produisant des paires  $e^-/e^+$  avec les photons X mous. Cependant la modulation observée avec une période semblable à celle de la binaire implique que l’émission ne provient pas d’une zone très éloignée, auquel cas le flux  $\gamma$  serait trop faible et cette modulation ne serait pas perceptible. Le champ de rayonnement UV diffusé par effet Compton Inverse provient de l’étoile dont la température est de  $\sim 10^5$  K. La séparation entre les composantes de  $a \sim 3 \times 10^{11}$  cm implique une densité de rayonnement  $U_{\text{rad}} \sim 10^5 \text{ erg cm}^{-3}$  à la position de l’objet compact, supérieure d’au moins un ordre de grandeur par rapport aux autres XRBs (Dubus et al. 2010). Le champ de photons n’est pas isotrope du point de vue des électrons, et les photons  $\gamma$  produits ne le sont pas non plus ; ce qui génère la modulation observée (Fermi LAT Collaboration et al. 2009). Les énergies maximales des photons diffusés sont atteintes lorsque le système est en conjonction supérieure, c’est-à-dire que l’objet compact se trouve derrière l’étoile compagnon du point de vue de l’observateur. Les photons stellaires subissent des collisions frontales avec les particules



**Figure 8.4** – Courbe de lumière en rayons X durs de Cyg X-3 observé avec *Swift*/BAT (15–50 keV). Le rayonnement  $\gamma$  du microquasar semble survenir lorsque le taux de comptage descend en-dessous du seuil de  $0.02 \text{ ct cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (ligne horizontale en pointillés). La période analysée dans ce chapitre ayant conduit à une détection HE est représentée par la zone jaune. Les précédentes détections  $\gamma$  rapportées sont survenues aux alentours de MJD 54800, 55020, 55330 et 55600 (périodes marquées en bleu, [Fermi LAT Collaboration et al. 2009](#) ; [Williams et al. 2011](#) ; [Corbel et al. 2012](#)). Ces quatre périodes correspondent visiblement à des minima de l'émission de X durs.

accélérées (§3.3.1). La localisation de la zone émettrice à HE est donc estimée à un *sweet spot* ([Corbel et al. 2012](#)). Celui-ci représente un bon compromis entre l'absorption par les photons X thermiques (à plus de  $\sim 10^8$ – $10^{10}$  cm de l'objet compact, [Cerutti et al. 2011](#)), et une densité trop faible de photons de basse énergie et/ou un temps de propagation trop grand par rapport au temps caractéristique de refroidissement par effet IC ( $< 10^{12}$  cm, [Dubus et al. 2010](#)).

### Conditions de détection

L'émission  $\gamma$  de Cyg X-3 a été détectée lors de quatre différentes périodes : octobre/décembre 2008, juin/juillet 2009 ([Fermi LAT Collaboration et al. 2009](#)), mai 2010 ([Williams et al. 2011](#)) et en mars 2011 (fig. 2.8, [Corbel et al. 2012](#)). [Corbel et al. \(2012\)](#) ont alors rassemblé les propriétés radiatives de Cyg X-3 qui semblent nécessaires à l'apparition d'un rayonnement significatif à haute énergie.

La première condition demande un flux de rayons X durs relativement faible. Cette émission est constamment enregistrée par l'instrument BAT à bord du satellite *Swift* entre 15 et 50 keV, tel qu'il est illustré en fig. 8.4. L'émission  $\gamma$  apparaît si le taux de comptage en provenance de Cyg X-3 descend en-dessous du seuil  $0.02 \text{ ct cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (ligne horizontale en pointillés de la fig. 8.4). Ce seuil n'est pas une limite absolue et l'émission de rayons X durs n'est pas strictement anti-corrélée avec la production de photons HE.

Ensuite, la source doit se trouver dans l'état spectral *soft*, mais pas au niveau où les jets relativistes sont éteints (c'est-à-dire lors de la période *ultra-soft*, représentée en fig. 2.8, [Corbel et al. 2012](#)). Cet état *soft*, dans le cas de Cyg X-3, est caractérisé

par un taux de comptage de rayons X mous 3–5 keV supérieur à  $3 \text{ ct s}^{-1}$  (observé par RXTE/ASM, e.g., Szostek & Zdziarski 2008).

Enfin, Cyg X–3 doit présenter des signes d’une activité radio accrue : soit par la présence d’éruptions mineures de 0.1–0.6 Jy, soit par le biais d’éjections discrètes majeures dont les densités de flux peuvent atteindre 20 Jy. Lorsque le jet relativiste est éteint, le rayonnement  $\gamma$  disparaît brutalement avant de réapparaître avec le retour de la radio lorsque Cyg X–3 entame un retour progressif vers l’état *hard* (fig. 2.8, Corbel et al. 2012). Un jet émettant une émission considérable en radio,  $>1$  Jy par exemple, ne coïncide pas nécessairement avec une production de rayons  $\gamma$ , surtout si l’émission décroît lentement après une éruption majeure. Ceci renforce le lien entre l’émission HE et la formation de chocs lors de l’allumage initial des jets relativistes.

### 8.2.3 Sursaut de janvier 2016

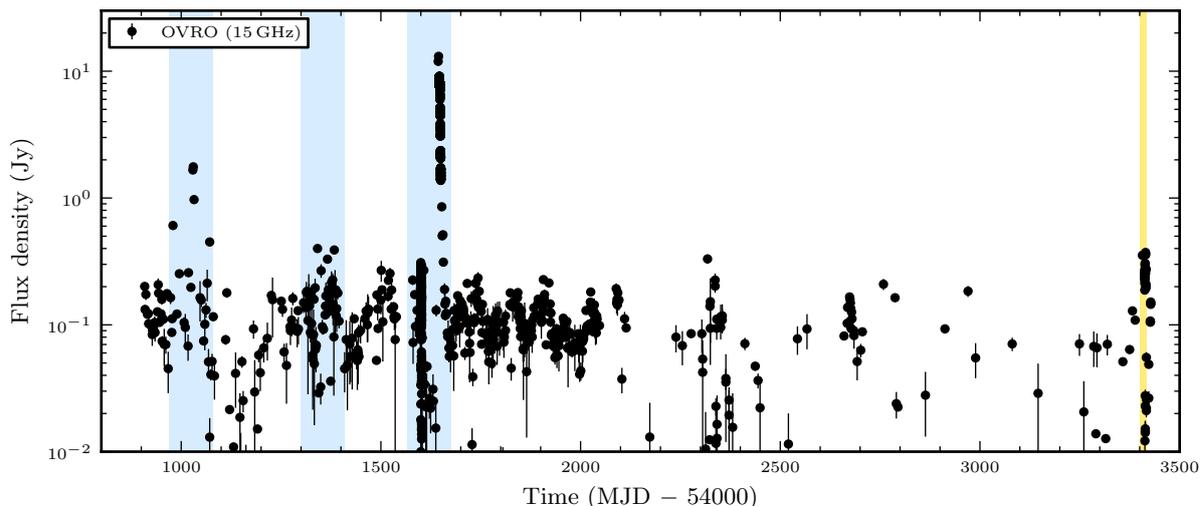
Les conditions à réunir définies par Corbel et al. (2012) peuvent donc servir à prédire une éruption à haute énergie de Cyg X–3. L’indicateur retenu est le niveau du flux de rayons X durs enregistré quotidiennement<sup>5</sup>. Comme l’indique la fig. 8.4, le taux de comptage BAT a franchi plusieurs fois le seuil à  $0.02 \text{ ct cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  depuis la dernière éruption détectée vers MJD 55600. La recherche d’une émission  $\gamma$  en provenance du microquasar a systématiquement été entreprise sans qu’un rayonnement HE soit significativement détecté jusqu’au sursaut de janvier 2016 (Loh et al. 2016b) et de août–septembre 2016 (non détaillé par la suite car les analyses sont très similaires, Cheung & Loh 2016).

### Observations radio

Le Owens Valley Radio Observatory (OVRO) est un télescope radio de 40 m de diamètre situé en Californie. Depuis le lancement de *Fermi*, cet instrument observe près de 1800 blazars tous les deux jours et les compare aux observations  $\gamma$  afin d’étudier la corrélation entre les variabilités perçues aux deux longueurs d’onde (Richards et al. 2011). Depuis  $\sim$ MJD 54900, un programme d’observations régulières de Cyg X–3 est entrepris environ deux fois par semaine avec une augmentation de cadence lorsque la source connaît un sursaut. Ce programme est notamment mené par Talvikki Hovatta, Timothy Pearson et Anthony Readhead qui ont analysé les données avec une cadence quotidienne lors des indices du sursaut de janvier 2016. Les observations à 15 GHz ont été calibrées en utilisant une diode à température stabilisée qui émet un bruit permettant de corriger la dérive des gains des récepteurs. L’échelle de densité de flux est fixée à partir des observations de 3C 286, dont la valeur de 3.44 Jy à 15 GHz a été mesurée par Baars et al. (1977). Les détails sur les procédures de réduction et de calibration peuvent être trouvés dans Richards et al. (2011). Un *offset* de 0.124 Jy a été retiré des densités de flux mesurées par OVRO afin de tenir compte des effets d’une source étendue proche (Sánchez-Sutil et al. 2008 ; Corbel et al. 2012).

D’intenses vérifications instrumentales sur le télescope OVRO étaient en cours pendant les observations déclenchées lors du sursaut de janvier 2016. De plus, les conditions météorologiques étaient très défavorables et ont perturbé le démarrage du suivi régulier dès les premières alertes de recrudescence de l’activité. Néanmoins, le maximum d’observations a été effectué avant l’arrivée d’une tempête de neige aux alentours du 30 janvier

5. Et disponible publiquement : <http://swift.gsfc.nasa.gov/results/transients/CygX-3/>.

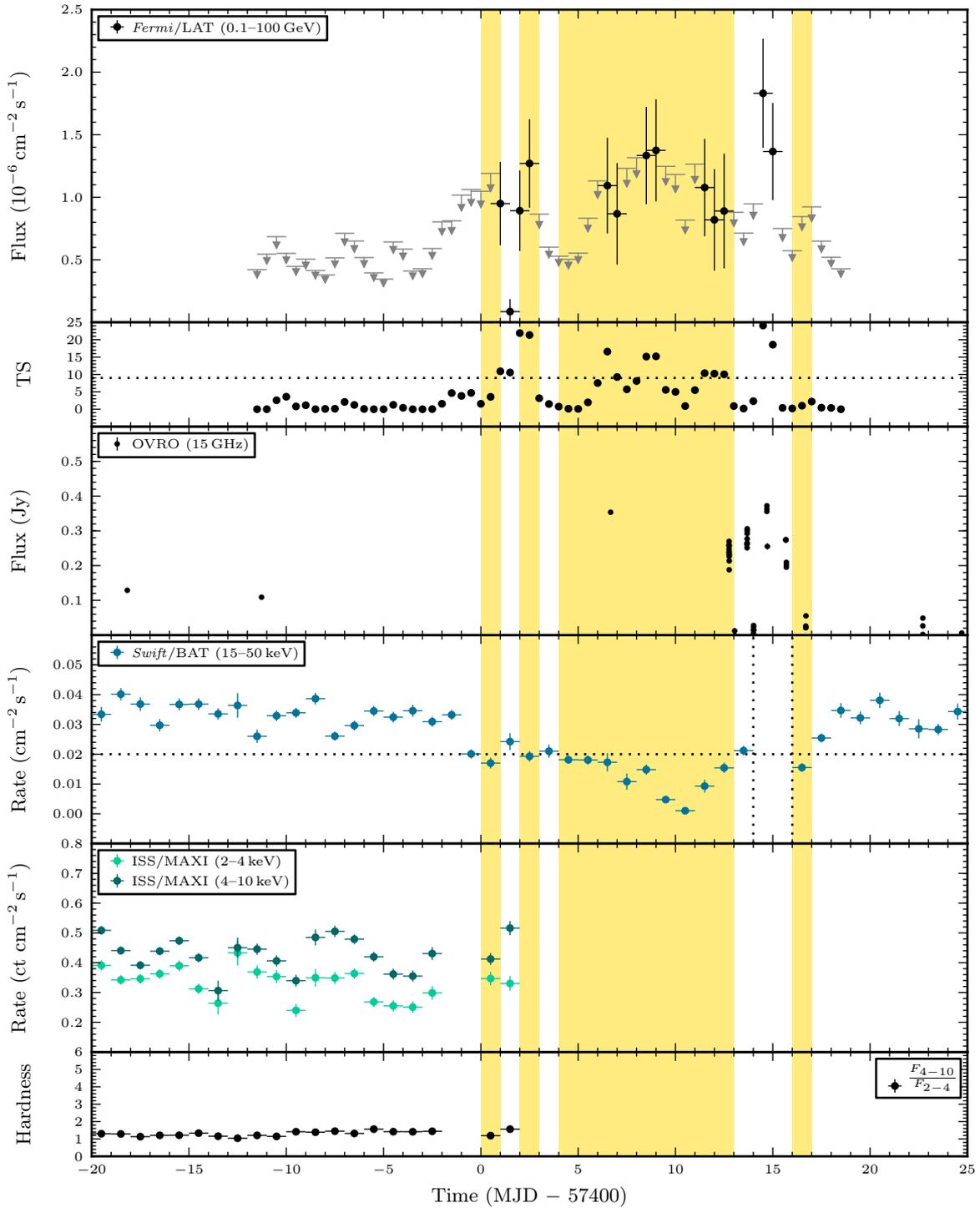


**Figure 8.5** – Densité de flux radio à 15 GHz mesurée par OVRO depuis mars 2009. Les périodes de sursaut de Cyg X-3 sont mises en évidence par les zones bleues (les sursauts juin/juillet 2009, mai 2010 et mars 2011). Lors du sursaut de mars 2011, les observations OVRO révèlent une densité de flux  $\sim 10$  Jy (Corbel et al. 2012). La période du sursaut de janvier 2016 analysée dans ce chapitre correspond à la zone jaune.

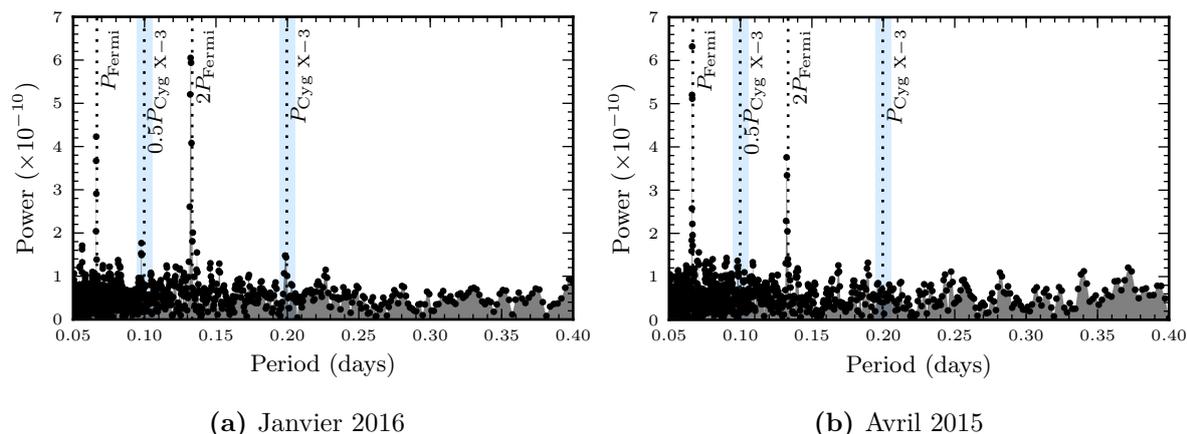
2016 (MJD 57417), à la fin de la période éruptive de Cyg X-3. Les données acquises sont présentées en fig. 8.5 (aux alentours de la période en jaune), ainsi que celles plus anciennes couvrant trois des précédents sursauts de Cyg X-3. À noter également que le récepteur de OVRO ne fonctionnait pas de manière optimale entre  $\sim$ MJD 57230 et MJD 57360. Les données radio collectées grâce à OVRO sont présentées plus en détail en fig. 8.6, en parallèle de l’activité multi-longueurs d’onde de Cyg X-3. Quelques sursauts radio rapides ont été détectés, avec au maximum une densité de flux de  $\sim 0.4$  Jy. Les conditions étaient réunies pour détecter un rayonnement  $\gamma$  de haute énergie (§8.2.2).

### Analyse des données *Fermi*/LAT

Les données Pass 8 P302 de la caméra LAT à bord de *Fermi* (chap. 4, Atwood et al. 2009) qui regroupent les événements  $> 100$  MeV détectés dans une région de  $15^\circ$  de rayon autour de Cyg X-3, ont été analysées de manière standard avec les IRFs P8R2\_SOURCE\_V6 (chapitre 5). Le modèle de sources de la région est basé sur celui du catalogue 3FGL (Acero et al. 2015) dans lequel seules les normalisations des sources intenses et celle du modèle d’émission diffuse Galactique sont laissées libres de varier (notamment les pulsars de la région Cygnus X). Un ajustement par maximum de vraisemblance avec la méthode *binned* est effectué pour caractériser la région avant de fixer tous les paramètres spectraux, exceptés ceux du microquasar. Une courbe de lumière est construite sur des *bins* de 24 h avec un décalage de 12 h entre deux mesures. Les résultats en flux  $\gamma > 100$  MeV de cette analyse de variabilité sont présentés en fig. 8.6 ainsi que l’évolution du TS associé (§5.4.3). Les limites supérieures sur le flux HE sont calculées lorsque le TS est inférieur à 9 (i.e.,  $\sim 3\sigma$ ). Entre MJD 57398 et MJD 57412, plusieurs mesures sont caractérisées par un TS  $> 9$ , voire  $> 16$ , et une mesure proche de 25 indiquant ainsi une probable émission  $\gamma$  de Cyg X-3. Le pic de significativité  $\gamma$  survient



**Figure 8.6** – Activité multi-longueurs d’onde du microquasar Cyg X-3 lors de son sursaut en janvier 2016. De haut en bas : évolution du flux  $\gamma > 100$  MeV détecté par *Fermi*/LAT ou limites supérieures à 95% (flèches grises) ; TS associé (les limites supérieures sont calculées si sa valeur est  $< 9$ ) ; densité de flux radio mesurée par OVRO à 15 GHz ; courbe de lumière en rayons X durs par *Swift*/BAT entre 15–50 keV ; LC en rayons X mous (2–4 keV et 4–10 keV) par MAXI (pas d’observation durant le sursaut) ; rapport de dureté (*hardness*) entre les deux bandes MAXI. Les zones jaunes correspondent aux périodes pour lesquelles le flux BAT est  $< 0.02$   $\text{ct cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , propice à une émission  $\gamma$ .

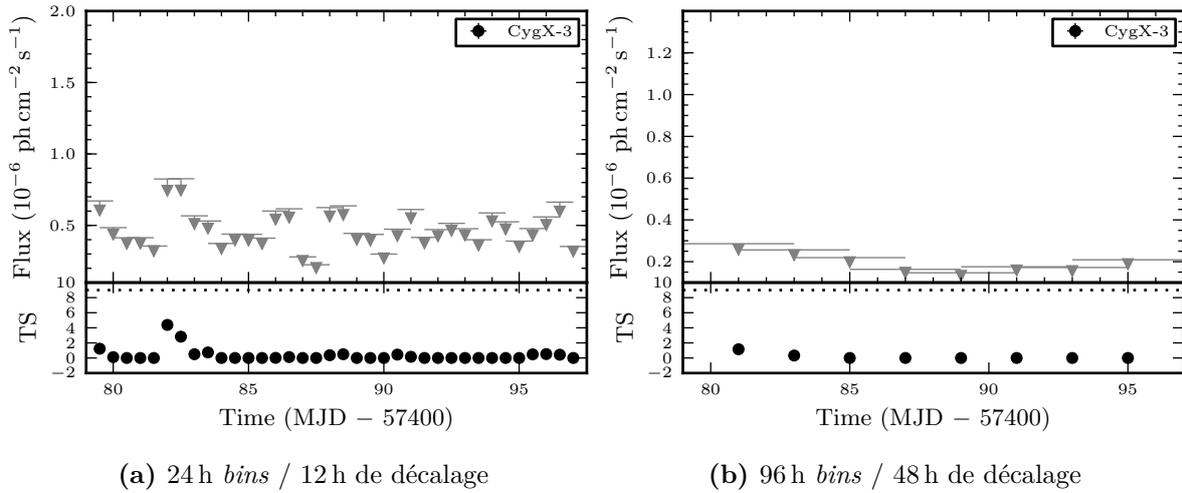


**Figure 8.7** – Périodogrammes générés grâce à l’algorithme Lomb-Scargle sur les données du LAT moyennées toutes les 10 min par photométrie d’ouverture. Deux périodes de même durée sont analysées de manière à les comparer : en janvier 2016 lors du sursaut de Cyg X-3 (fig. 8.7a) et en avril 2015 alors qu’aucune activité particulière n’est attribuée au microquasar (fig. 8.7b). Les lignes verticales en pointillés représentent les périodes orbitales d’intérêt. Les zones bleues mettent en évidence la période orbitale de Cyg X-3.

le MJD 57408, date centrale d’une émission intégrée sur 4 d. La valeur du TS est alors de  $\sim 40$  pour un flux de  $(9.6 \pm 1.9) \times 10^{-7}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ . L’indice de photon de la loi de puissance représentant le spectre du microquasar est ajusté à la valeur  $\Gamma = 2.68 \pm 0.20$ , en accord avec les valeurs précédemment reportées (e.g., Corbel et al. 2012).

Enfin, dans le but d’associer avec certitude l’excès  $\gamma$  observé et le microquasar Cyg X-3, un périodogramme a été calculé avec la méthode Lomb-Scargle (Lomb 1976 ; Scargle 1982). Pour cela, une courbe de lumière avec une résolution temporelle de 10 min a été dérivée par photométrie d’ouverture d’un angle de  $1^\circ$  centré sur Cyg X-3. Les mesures du taux de comptage ont été pondérées par l’exposition. Celle-ci change significativement sur un intervalle de temps aussi court, étant donné que la période orbitale de *Fermi* est de  $\sim 96$  min. Deux périodogrammes ont été calculés : un correspondant à la période de sursaut de Cyg X-3 en janvier 2016 (fig. 8.7a) et un deuxième effectué sur une durée identique, mais en avril 2015 alors que la source n’était pas active (fig. 8.7b). Ces deux périodogrammes présentent une évidente modulation du flux  $\gamma$  suivant la période orbitale de *Fermi*. En revanche, seul le graphique analysant les données du sursaut de janvier 2016 présente des pics à la période exacte de Cyg X-3, soit  $4.80 \pm 0.02$  h. Ce motif est absent de la mesure-test en avril 2015.

Au regard de la corrélation multi-longueurs d’onde, de la caractéristique spectrale HE similaire à celle précédemment observée, et de la modulation du flux  $\gamma$  à la période de Cyg X-3, le microquasar a été détecté une cinquième fois en rayons  $\gamma$  de haute énergie (ATel reproduit en §A.8, Loh et al. 2016b). La détection avec *Fermi* a de plus été confirmée quelques jours plus tard par l’équipe du satellite italien AGILE (Tavani et al. 2016). Quelques mois plus tard encore, entre le 16 et le 19 avril 2016, Piano et al. (2016) ont indiqué détecter à nouveau le microquasar avec un flux  $> 100$  MeV de  $(2.0 \pm 0.8) \times 10^{-6}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ . Les observations réalisées avec *Fermi*/LAT, présentées en fig. 8.8 infirment cette détection. En effet, les limites supérieures sur le flux sont au plus



**Figure 8.8** – Courbe de lumière en rayons  $\gamma > 100$  MeV calculées à partir des données de *Fermi*/LAT. Aucune émission significative n’est perceptible contrairement à ce que l’équipe *Agile* rapporte (Piano et al. 2016).

de  $1.0 \times 10^{-6}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ . L’absence de détection est également conforme avec l’activité multi-longueurs d’onde de la source qui ne présentait pas les conditions requises pour une détection à haute énergie (§8.2.2).



---

# Observations à haute énergie de l'éruption stellaire du système binaire DG CVn

---



---

<b>9.1 Superflare dans le ciel radio transitoire . . . . .</b>	<b>142</b>
9.1.1 DG Canum Venaticorum . . . . .	142
9.1.2 Éruption stellaire majeure en avril 2014 . . . . .	142
9.1.3 Émission HE des éruptions stellaires . . . . .	144
<b>9.2 Observations à haute énergie avec <i>Fermi</i>/LAT . . . . .</b>	<b>145</b>
9.2.1 Analyse des données . . . . .	145
9.2.2 Variabilité . . . . .	146
9.2.3 Éruption de novembre 2012 . . . . .	149
<b>9.3 Origine de l'émission haute énergie . . . . .</b>	<b>152</b>
9.3.1 Association avec DG CVn? . . . . .	152
9.3.2 Comparaison avec les systèmes RS CVn . . . . .	153
9.3.3 Sursaut de noyau actif de galaxie . . . . .	157

---

**S**UPERFLARE : ce qualificatif, employé par [Drake et al. \(2014\)](#), est particulièrement approprié pour désigner un évènement céleste totalement inattendu qui s'est produit dans le ciel du 23 avril 2014 en provenance de l'étoile binaire DG CVn. Les observations qui ont alors eu lieu illustrent le fabuleux potentiel de découverte de l'astronomie transitoire ainsi que la nécessité d'effectuer des suivis multi-longueurs d'onde.

En effet, le développement des instruments à grand champ, qui surveillent le ciel en permanence, ainsi que la rapidité de réponse à une alerte ont permis de découvrir de nouvelles classes de sources transitoires, et ce à toutes les longueurs d'onde (e.g., [Fender & Bell 2011](#) ; [Rau et al. 2009](#) ; [Gehrels & Cannizzo 2015](#)). En ce qui concerne le ciel à haute énergie (HE), le principal instrument du satellite *Fermi*, le LAT ([chapitre 4, Atwood et al. 2009](#)), combine une grande sensibilité, un grand champ de vue, une plage d'énergie étalée sur quatre ordres de grandeur. Il opère en mode « surveillance » la plupart du temps. La cartographie quasi-continue du ciel  $\gamma$  a conduit à la découverte de nouvelles classes inattendues de sources HE comme les microquasars (§2.3.3, chap. 8, 10, [Fermi LAT Collaboration et al. 2009](#)) ou les novæ Galactiques ([Abdo et al. 2010b](#) ; [Ackermann et al. 2014a](#)).

Les travaux présentés dans ce chapitre font l'objet d'une publication en cours de soumission à la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (§A.2).



**Figure 9.1** – DG CVn, est une binaire composée de deux étoiles naines rouges illustrées par cette vue d'artiste. Ce système a connu une série de fortes éruptions en avril 2014 qui ont été détectées par le satellite *Swift*. **Crédits** : NASA's Goddard Space Flight Center/S. Wiessinger.

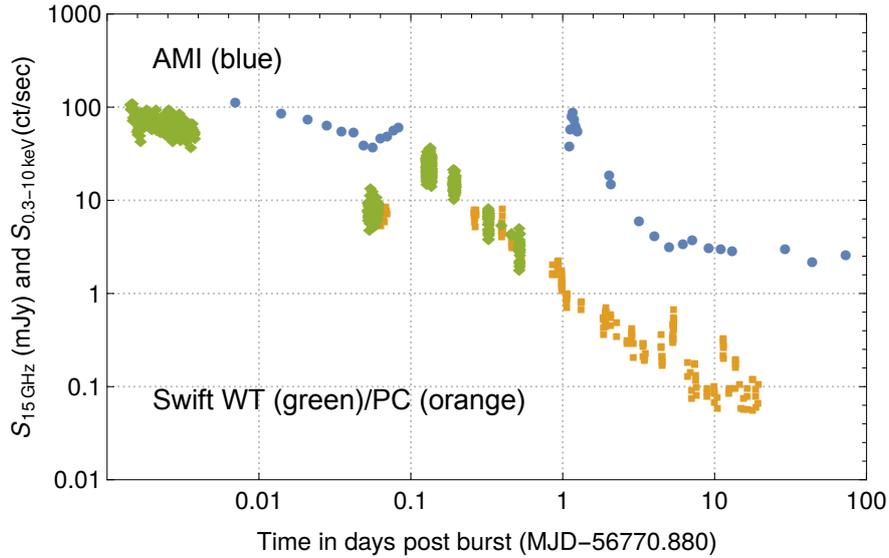
## 9.1 Superflare dans le ciel radio transitoire

### 9.1.1 DG Canum Venaticorum

DG Canum Venaticorum, noté DG CVn par la suite, est situé proche du pôle Nord Galactique aux coordonnées J2000 RA =  $13^{\text{h}}31^{\text{m}}46^{\text{s}}.6$ , Dec. =  $+29^{\circ}16'36''.6$  (Zacharias et al. 2012). Ce système est aussi dénommé G 165–8AB (Gliese & Jahreiss 1991), GJ 3789 (Gliese & Jahreiß 1979) ou encore 1RXS J133146.9+291631 (Zickgraf et al. 2003). DG CVn est composé de deux étoiles naines de type M gravitationnellement liées (Henry et al. 1994 ; Mason et al. 2001) dont les masses sont aux alentours de 0.2–0.3  $M_{\odot}$  (typique des étoiles naines rouges de type spectral M4V–M3V, Kaltenegger & Traub 2009). La séparation des composantes a été mesurée à  $0''.17$  par optique adaptative (équivalent à 3.6 a.u. à  $\sim 18$  pc, Beuzit et al. 2004). La distance de DG CVn est précisément connue grâce aux études de parallaxe. Riedel et al. (2014) ont mesuré un éloignement de  $17.79 \pm 0.76$  pc et ont estimé son âge à  $\sim 30$  Myr (compatible avec les modèles d'évolution stellaire, Caballero-García et al. 2015). Une intense activité chromosphérique a été reportée (Henry et al. 1994), et également détectée en radio à  $\sim 2.5$  mJy (Helfand et al. 1999). Le rayonnement radio, X et H $\alpha$  de DG CVn est associé à la vitesse de rotation d'une de ses composantes ( $v \sin i = 55.5 \text{ km s}^{-1}$ , Delfosse et al. 1998 ; Mohanty & Basri 2003).

### 9.1.2 Éruption stellaire majeure en avril 2014

Le 23 avril 2014, la caméra sensible aux rayons X durs Burst Alert Telescope (BAT) à bord du satellite *Swift* a détecté un sursaut particulièrement puissant piquant à  $\sim 300$  mCrab dans la bande 15–50 keV (Drake et al. 2014). La brillance de cet événement était si forte que le satellite s'est comporté comme dans le cas d'une détection d'un sursaut gamma, en ré-orientant automatiquement ses instruments vers la source de l'éruption, DG CVn. Cette éruption stellaire fait partie des quelques-unes qui ont été



**Figure 9.2** – Courbe de lumière AMI-LA (13–18 GHz, en bleu) et *Swift*/XRT en mode WT ou PC (0.3–10 keV, vert ou orange). **Crédits** : Fender et al. (2015).

suffisamment intenses pour déclencher *Swift* (e.g., pour la source EV Lac, Osten et al. 2010). Le réseau de télescopes radio AMI-LA (Arcminute Microkelvin Imager Large Array, sensible de 14 à 18 GHz, Zwart et al. 2008) est intégré à un programme<sup>1</sup> de réponse robotique aux alertes envoyées par le satellite *Swift* afin de détecter l'émission prompte à grandes longueurs d'onde des événements énergétiques comme les GRBs. Ainsi, dès la réception de l'alerte relative à l'éruption stellaire de DG CVn, des observations radio ont été planifiées dans la minute et les premières données ont été enregistrées 5 min 18 s après la détection en rayons X (fig. 9.2, Fender et al. 2015). DG CVn a ensuite été suivie en radio pendant  $\sim 73$  jours afin de caractériser sa variabilité. Ces dernières observations ont révélé des pics de densité de flux à 15 GHz de  $\sim 100$  mJy (Fender et al. 2015) au cours des quelques jours précédant le retour à un niveau d'émission habituel de l'ordre de 2–3 mJy (tel qu'observé par Bower et al. 2009).

Afin de se rendre compte de l'intensité de l'évènement, il est intéressant de le comparer avec l'étoile la mieux étudiée de l'Univers, le Soleil. Cet astre, relativement vieux et calme en contraste avec DG CVn, est le siège d'éruptions stellaires récurrentes. Depuis le début de la documentation systématique de son activité, les astronomes ont relevé deux éruptions particulièrement intenses. La première a été observée par Carrington (1859) et est à l'origine de la tempête solaire de 1859, aussi désignée « the Carrington event ». Les documents relatant ses conséquences sur la Terre sont nombreux et très révélateurs de l'intensité de l'éruption. Plus récemment, la plus intense éruption solaire observée par les instruments modernes en novembre 2003 a saturé les détecteurs des satellites GOES (Geostationary Operational Environment Satellites). Cet évènement est estimé appartenir à la classe X45 des éruptions solaires (e.g., Kaufmann et al. 2004). Si le sursaut de DG CVn avait été observé de la Terre en provenance du Soleil, son intensité aurait été  $10^4$  fois supérieure à celle de novembre 2003, équivalent à une éruption de classe X100000!

1. ALARRM pour AMI-LA Rapid Response Mode.

### 9.1.3 Émission HE des éruptions stellaires

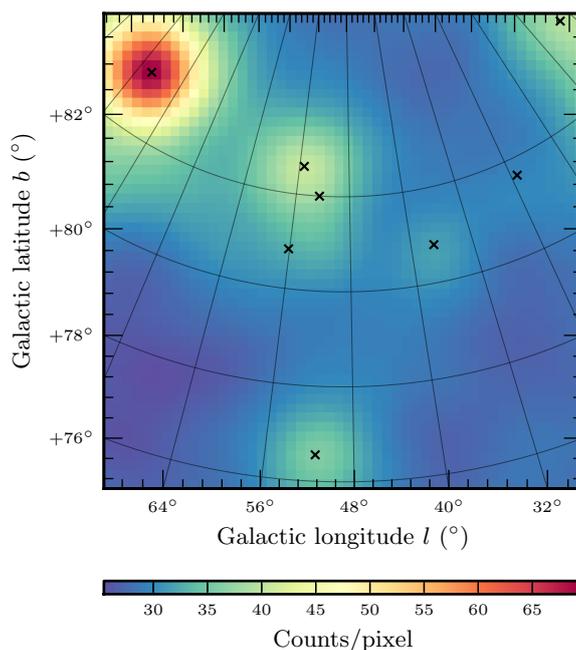
#### Effet Neupert

Les éruptions stellaires impliquent des phénomènes magnétiques conduisant à l'accélération de particules et au chauffage du plasma à différents niveaux de l'atmosphère de l'étoile. Selon le scénario standard, le mécanisme de reconnexion magnétique est à l'origine des éjections de plasma (CME ou Coronal Mass Ejection). Quelques fois, alors que les lignes de champ magnétique dans le plasma se rapprochent les unes des autres, l'architecture magnétique se reconfigure. L'énergie précédemment stockée dans le champ magnétique est transférée au plasma sous forme de chaleur et d'énergie cinétique. L'émission radio détectée lors de ces événements suggère que des particules sont accélérées et émettent un rayonnement synchrotron (§3.2) alors qu'elles sont piégées dans les boucles magnétiques au niveau de la couronne de l'étoile. En retombant vers les couches atmosphériques basses, ces particules interagissent plus efficacement avec le plasma d'une densité supérieure. Ceci cause une augmentation de la température du plasma et provoque un rayonnement thermique dans la gamme des rayons X. Ainsi, un décalage entre les émissions radio et X est prédit et connu comme l'effet Neupert (Neupert 1968). Notons que Caballero-García et al. (2015) ont observé un délai entre le pic initial de rayons X et celui de l'émission optique de DG CVn qu'ils attribuent à cet effet. L'effet Neupert a été observé pour certaines éruptions stellaires (e.g., Osten et al. 2004) alors que le scénario inverse se produit parfois et l'émission radio précède l'émission X (e.g., Osten et al. 2005).

#### Éruptions solaires vues par *Fermi*

Du fait de la proximité du Soleil, le satellite *Fermi* détecte régulièrement de l'émission  $\gamma$  HE au-dessus de quelques dizaines de MeV produite par les éruptions solaires. Ajello et al. (2014) indiquent que ce rayonnement est susceptible de provenir soit de l'émission bremsstrahlung relativiste des électrons soit de la décroissance de pions  $\pi^0$  produits lors des interactions entre des protons d'énergie  $> 300$  MeV. Cependant, une distribution énergétique des électrons anormalement dure est requise pour expliquer les observations. Le scénario de décroissance de pions en photons  $\gamma$  est donc privilégié (Rank et al. 2001 ; Ajello et al. 2014). Ces auteurs concluent également que l'accélération de protons aurait préférentiellement lieu dans la couronne stellaire plutôt qu'au niveau du choc créé par la CME. Ackermann et al. (2014b) parviennent aux mêmes conclusions et listent 18 éruptions solaires détectées au cours des quatre premières années d'opérations de *Fermi*/LAT. La phase initiale des éruptions (dite impulsive ou prompte) serait plus facile à observer à HE car elle présente des niveaux de flux supérieurs avec une durée variant de quelques minutes à  $\sim$ une heure (Omodei et al. 2011). Dans certains cas, l'émission peut également se maintenir à des flux observables pendant plusieurs heures (Tanaka et al. 2012).

La détection de rayons  $\gamma$  en provenance du Soleil et l'apparition d'un événement majeur en provenance de DG CVn, dont la luminosité surclasse de quatre ordres de grandeur les éruptions solaires les plus intenses, a motivé l'étude présentée dans ce chapitre.



**Figure 9.3** – Carte de l'émission  $\gamma$  intégrée sur les sept années de données du LAT analysées. La région, proche du pôle Nord Galactique ne présente qu'une faible densité de sources *Fermi* (repérées par les croix noires) et une émission diffuse très modérée.

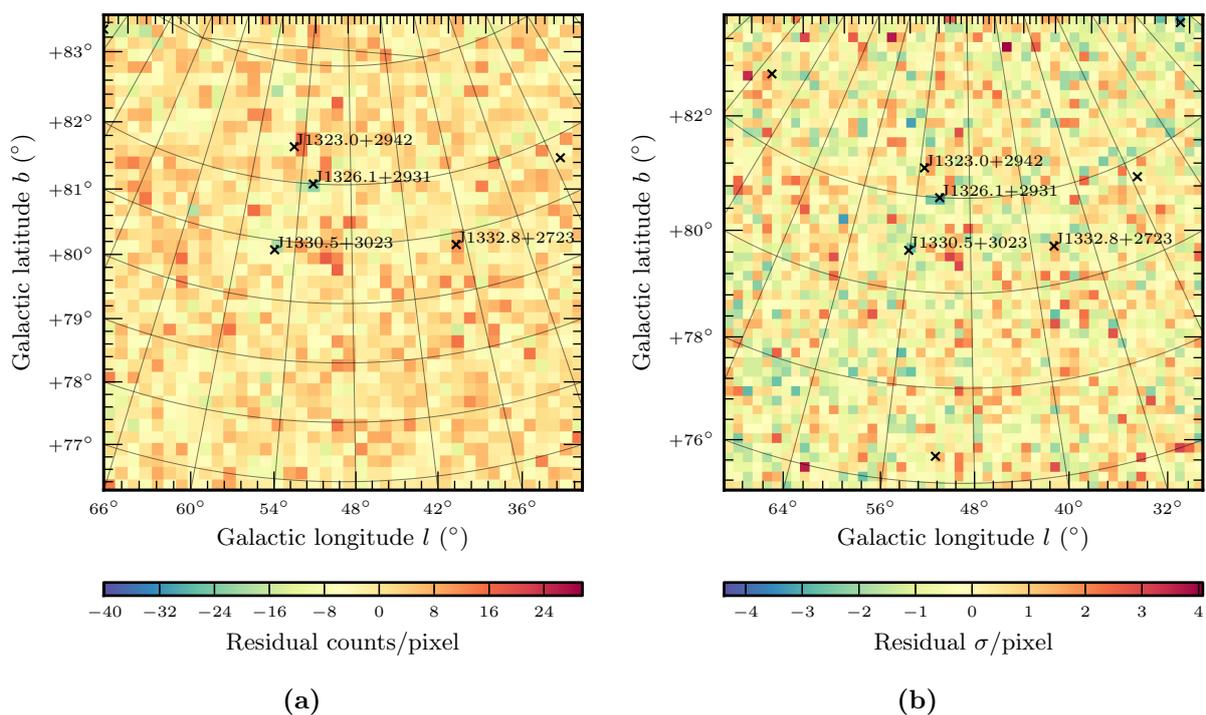
## 9.2 Observations à haute énergie avec *Fermi*/LAT

### 9.2.1 Analyse des données

L'analyse de sept années de données Pass 8 (§4.4.1) du LAT (Atwood et al. 2009) enregistrées entre août 2008 et novembre 2015 (fig. 9.3) a été menée. La réduction et l'analyse ont été effectuées selon les méthodes décrites au chapitre 5 grâce à la version 10-00-02 des Science Tools et les IRFs P8R2\_SOURCE\_V6. Je décris ici les spécificités propres au traitement de DG CVn.

Les événements  $\gamma$  d'énergie  $100 \text{ MeV} < E < 100 \text{ GeV}$  sont considérés dans une région de  $15^\circ$  autour de la position de l'étoile binaire. Seules les trois meilleures catégories de reconstruction de la direction incidente des photons sont sélectionnées (§4.4.4). La contamination par des photons provenant du limbe de la Terre a été minimisée en excluant ceux dont l'incidence reconstruite pointe au-dessus d'un angle zénithal de  $90^\circ$  (§5.1.1). Les filtres standard ont été appliqués (§5.1.2).

Le modèle de sources regroupe les informations du catalogue 3FGL (Acero et al. 2015) : il inclut toutes les sources ponctuelles dans un rayon de  $25^\circ$  ainsi que les modèles d'émission diffuse (§4.1.2). La normalisation et les paramètres spectraux des sources situées à moins de  $5^\circ$  de DG CVn et dont le TS (§5.4.3) est supérieur à 81 ont été laissés libres de varier. Autrement, la normalisation des modèles spectraux dans un rayon de  $10^\circ$  a été laissée libre si les sources sont considérées variables (i.e., un indice de variabilité  $\geq 72.44$ , Acero et al. 2015). Une première analyse *binned* sur les 7 ans de données est nécessaire pour ajuster les paramètres des modèles d'émission  $\gamma$  de la région de DG CVn. Cette étape converge relativement facilement car la région est située très loin du plan

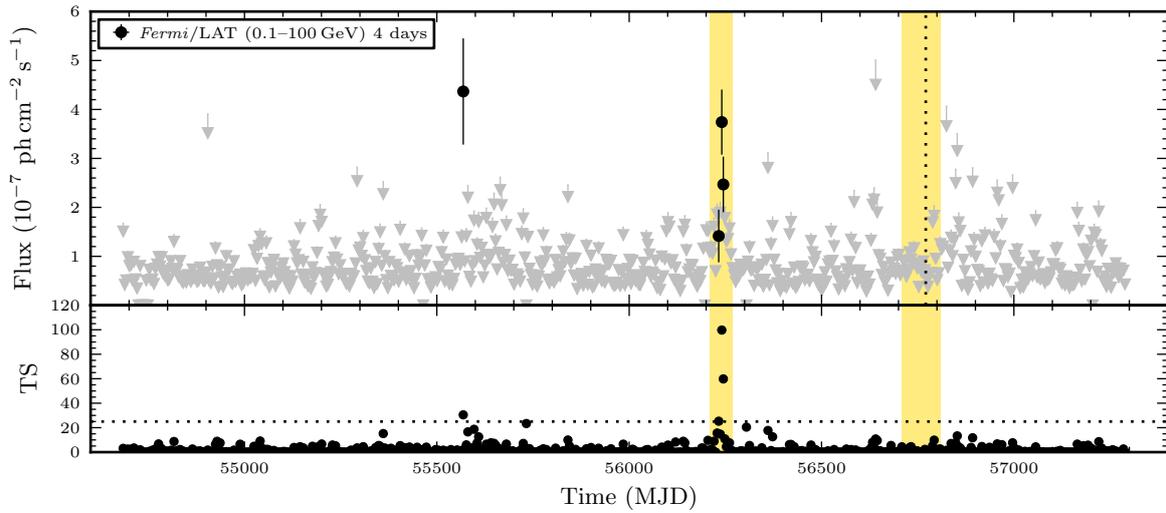


**Figure 9.4** – Résidus de l’ajustement du modèle sur sept ans des données, exprimés en terme de coups (modèle – données, fig. 9.4a) ou bien en terme de significativité ( $[\text{modèle} - \text{données}] / \text{modèle}^{1/2}$ , fig. 9.4b).

Galactique (à une latitude  $b = +80^{\circ}8$ ). La normalisation des modèles d’émission diffuse ne diffère que de 1% par rapport à ceux du catalogue 3FGL. L’adéquation du modèle par rapport aux données est mise en évidence en fig. 9.4 présentant les résidus d’analyse. Leur homogénéité et les faibles niveaux de significativité résiduelle indiquent une bonne prise en compte des différentes composantes de l’émission  $\gamma$ . Le modèle de sources ainsi dérivé ne prend pas en compte DG CVn. Cependant, il est intéressant de noter que l’ajout d’un point source à la position de la binaire s’ajuste à l’émission avec un TS de  $\sim 20$ , en-dessous du seuil de 25 justifiant une appartenance au catalogue de *Fermi*/LAT. Comme il en sera fait mention par la suite, la détection d’un excès transitoire d’émission  $\gamma$  est sûrement responsable de cette valeur de significativité diluée sur sept ans de données. L’apparition de l’excès est cependant postérieure à l’élaboration du catalogue 3FGL (Acero et al. 2015).

### 9.2.2 Variabilité

Les courbes de lumière (LCs, §5.3.3) construites pour étudier la variabilité de l’émission  $\gamma$  se basent sur le modèle de sources dérivé lors de l’analyse *binned* par maximum de vraisemblance précédente. Une source ponctuelle à la position de DG CVn est ajoutée au modèle avec un spectre sous la forme d’une loi de puissance. Sa normalisation et son indice sont laissés libres de varier alors que tous les autres paramètres du modèle sont fixés. Des analyses *unbinned* sont effectuées sur une succession de courts intervalles de temps. Les LCs présentées par la suite (fig. 9.5, 9.6 et 9.7) dévoilent le flux en rayons  $\gamma$



**Figure 9.5** – Courbe de lumière et évolution du TS d’un point source à la position de DG CVn évaluées par intervalles de 4 jours sur l’intégralité des observations *Fermi*/LAT disponibles. Les zones colorées en jaune représentent les périodes où d’autres LCs ont été calculées pour affiner les résultats (fig. 9.6 et 9.7). La ligne pointillée verticale correspond au *superflare*.

(points noirs avec leurs incertitudes statistiques à  $1\sigma$ ) si le TS associé à la mesure est supérieur à 25 ( $\simeq 5\sigma$ , Mattox et al. 1996) ou bien une limite supérieure (flèches grises) à 95% (Helene 1991).

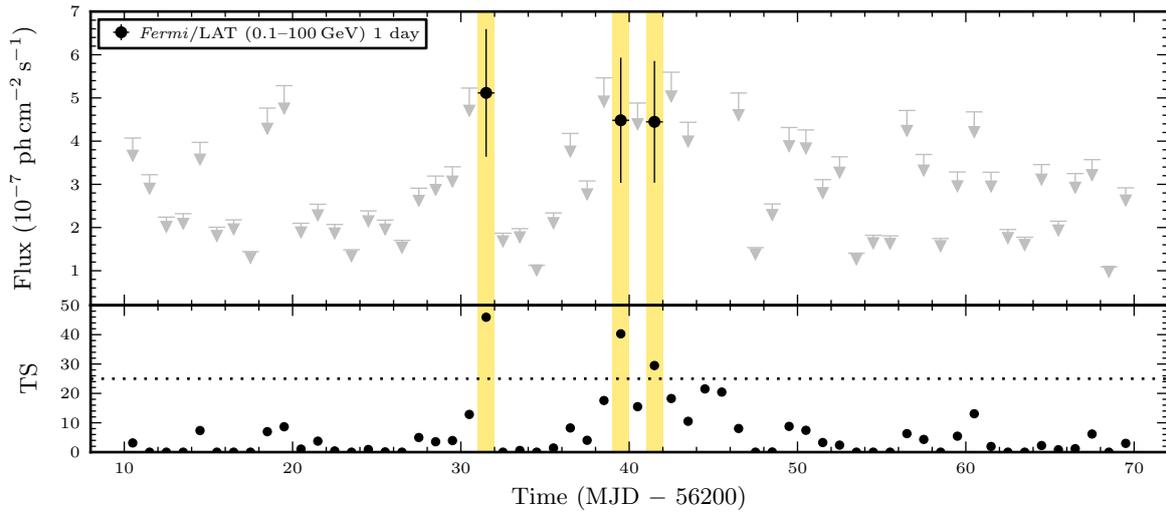
### Long terme

Dans le but de repérer un éventuel sursaut d’émission  $\gamma$  en provenance de l’étoile binaire DG CVn, une courbe de lumière a été construite sur l’intégralité des observations disponibles. Des bins de 4 jours ont été choisis, sans superposition d’exposition les uns par rapport aux autres.

La fig. 9.5 présente le résultat de ce calcul. Au cours des sept années analysées, seules quatre mesures excèdent le seuil à  $TS = 25$  : une autour de MJD 55570 et les trois autres autour de MJD 56240, avec un maximum à  $TS = 100$  entre MJD 56238.6–56242.6. En revanche, lors du *superflare* d’avril 2014 le MJD 56770.88 (ligne verticale pointillée en fig. 9.5), le flux  $\gamma$  à la position de DG CVn ne semble pas significatif. Ces trois périodes sont analysées plus en détail par la suite. Les mesures de rayonnement  $\gamma$  significatif doivent tout de même être approfondies pour s’assurer de leur origine, à défaut de pouvoir les comparer à des données multi-longueurs d’onde. La période du *superflare* mérite d’être affinée car la significativité d’une éventuelle émission HE peut être abaissée si le binning est grand par rapport à la durée du rayonnement.

### Janvier 2011

La détection à peine significative d’un excès de rayonnement  $\gamma$  entre MJD 55566–55570 présente un flux de  $(4.4 \pm 1.1) \times 10^{-7}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  pour un TS de 30.5 à la position de DG CVn. En investiguant sur l’origine de cette émission, il a été déterminé que cet excès est temporellement coïncident avec l’activité recrudescente d’un blazar proche de



**Figure 9.6** – Courbe de lumière et évolution du TS d’un point source à la position de DG CVn évaluées par intervalles de 1 jour sur la période MJD 56210–56270 (première zone colorée en jaune de la fig. 9.5). Les zones colorées en jaune représentent les mesures pour lesquelles le TS est supérieur au seuil de détection de 25. Les données correspondantes sont regroupées et analysées en §9.2.3.

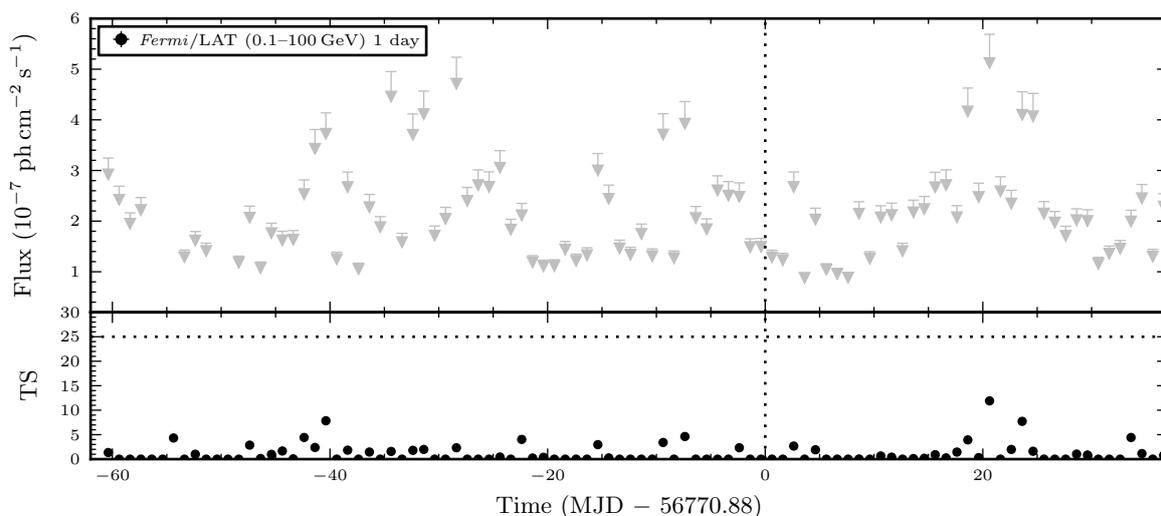
la position de DG CVn : 3FGL J1332.8+2723. Cette période éruptive a été mise en évidence par l’analyse automatique des données *Fermi*, FAVA<sup>2</sup>, effectuée sur la semaine du 3 au 10 janvier 2011 (Ackermann et al. 2013). La PSF relativement large du LAT aux énergies proches de la centaine de MeV (§4.4.4) est très certainement responsable de cet artéfact dans la LC de la binaire. Comme le modèle spectral du blazar est fixé, une partie de ses photons les moins énergétiques, dont la direction d’incidence est la moins bien reconstruite, a pu déborder sur la position de DG CVn. Ceci résulte en un excès artificiel de TS malgré l’éloignement du blazar avec la binaire naine de 1°9.

## Novembre 2012

La fig. 9.5 révèle une émission significative aux alentours de MJD 56240. Une fois encore, les vérifications entreprises sur la base de données FAVA indiquent qu’un événement transitoire est détecté pendant trois semaines de MJD 56229 à MJD 56250 (du 29 octobre au 19 novembre 2012). L’analyse automatique *Fermi* associe ce sursaut au blazar 3FGL J1332.8+2723, tout comme le faible excès de janvier 2011. Cependant, nous considérons cette association incorrecte (§9.2.3).

Afin de détailler l’évolution du sursaut de 2012, nous construisons une LC avec des bins indépendants de 1 jour sur la première période colorée en jaune sur la fig. 9.5, entre MJD 56210 et MJD 56270 (10 octobre – 9 décembre 2012). La fig. 9.6 présente le résultat et dévoile l’évolution d’un événement transitoire en rayons  $\gamma$  HE sur une vingtaine de jours, même si la majorité des mesures tombent sous le seuil de TS. L’addition d’une source ponctuelle à la position de DG CVn semble significative avec un TS atteignant 46 en une seule journée. Le sursaut démarre le MJD 56231 avec un pic de flux  $\gamma$  de

2. FAVA est l’acronyme de Fermi All-Sky Variability Analysis.



**Figure 9.7** – Courbe de lumière et évolution du TS d’un point source à la position de DG CVn évaluées par intervalles de 1 jour sur la période MJD 56710–56810 (deuxième zone colorée en jaune de la fig. 9.5). La ligne verticale pointillée correspond à la date d’observation du superflare par *Swift*/BAT (Drake et al. 2014).

$(5.1 \pm 1.5) \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . S’ensuit une interruption d’une semaine avant que les niveaux d’émission redeviennent significatifs à partir de MJD 56238. Peu de temps après, le signal faiblit de nouveau avec une décroissance progressive du TS jusqu’à retrouver son état quiescent le  $\sim$ MJD 56246.

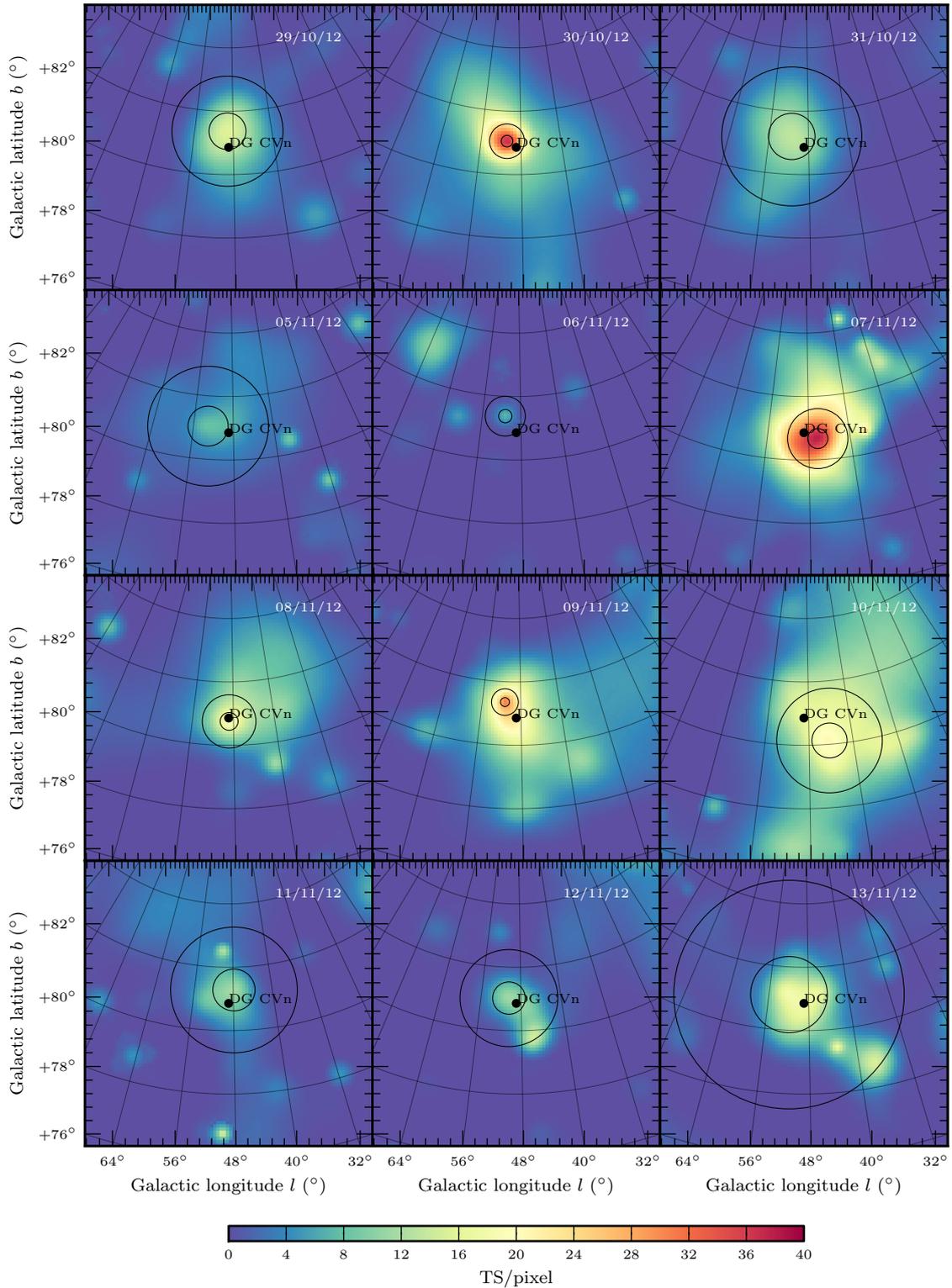
### Avril 2014 – Contrepartie $\gamma$ au superflare ?

La LC centrée sur la détection du superflare par *Swift*/BAT (Drake et al. 2014), MJD 56770.88 a été construite par intervalles indépendants de 1 jour entre MJD 56710 et MJD 56810 (22 février – 2 juin 2014). La mesure présentant le plus haut TS survient le MJD 56791, soit 20 jours après l’éruption stellaire de DG CVn avec une limite supérieure sur son flux  $> 100 \text{ MeV}$  de  $5.7 \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Le TS associé est de  $\sim 12$ . En considérant l’échantillonnage de 100 mesures indépendantes, la probabilité que cet évènement soit dû à une simple fluctuation statistique est de l’ordre de 22% (calcul similaire à §10.3.1). Cela permet d’affirmer qu’il n’y a pas d’émission  $\gamma$  significative à la position de DG CVn lors de son éruption en avril 2014. Ce fait remet donc d’autant plus en question l’origine du rayonnement détecté en novembre 2012.

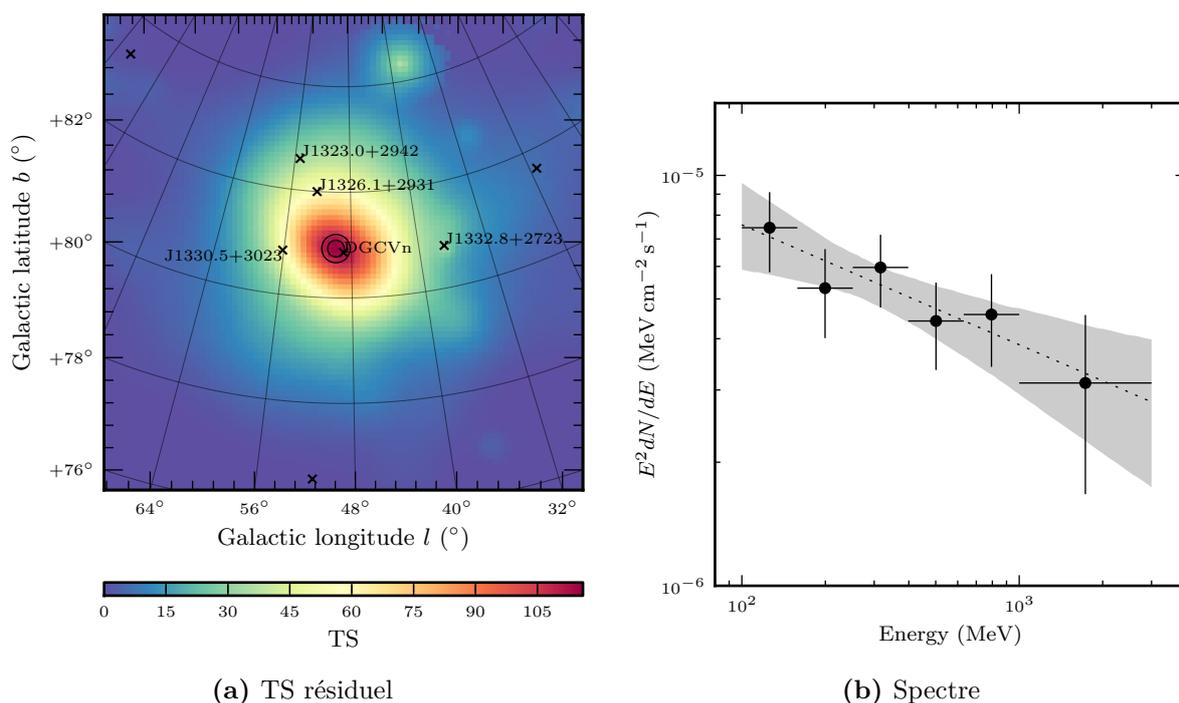
### 9.2.3 Éruption de novembre 2012

La répartition spatiale de la significativité de l’émission  $\gamma$  en novembre 2012 a été étudiée grâce au calcul des cartes de TS (§5.4.4) réalisées en mode *unbinned*. Les cartes présentées sondent une surface céleste de  $9^\circ \times 9^\circ$  avec une résolution de  $0.1$ . La position de l’excès  $\gamma$  est déterminée grâce à l’outil `gtfindsrc` des Science Tools et les incertitudes de localisation  $r_{68}$  et  $r_{95}$  (éq. 5.20 et 5.21) sont indiquées sous la forme de cercles centrés sur la position dérivée.

La fig. 9.8 présente une série de cartes de TS. Chacune d’entre elles est calculée sur



**Figure 9.8** – Série de cartes de TS résiduel à la position de l'étoile binaire DG CVn. Chaque carte est moyennée sur un jour, en correspondance avec la fig. 9.6. Les incertitudes de localisation de l'excès  $\gamma$ , r68 et r95, sont représentées sous la forme de cercles concentriques.



**Figure 9.9** – Analyse du regroupement des données significatives du sursaut de novembre 2012. **Fig. 9.9a** : TS résiduel et incertitudes r68 et r95 sur la localisation de la source. **Fig. 9.9b** : spectre ajusté par une PL (pointillés, zone à 95% de confiance en gris).

un intervalle de temps de 1 jour. Leur ordre est chronologique et suit la LC en fig. 9.6 bien que seuls les jours pour lesquels le TS est relativement grand soient représentés. Les trois détections les plus significatives apparaissent clairement : le 30 octobre, le 7 novembre et le 9 novembre. Il est intéressant de remarquer que la position de l'excès semble se déplacer au fil des jours. Ceci est peut-être dû aux photons de basse énergie pour lesquels la PSF peut atteindre plusieurs degrés dans le ciel.

Afin d'améliorer la sensibilité et la localisation, les données correspondant aux trois jours les plus significatifs précédemment cités ont été regroupées, lorsque l'addition du modèle de source ponctuelle à la position de DG CVn aboutit à un TS > 25 (fig. 9.6, 9.8). Une analyse *unbinned* de ces données a été effectuée, comprenant également une carte de TS résiduel (fig. 9.9a) et un spectre<sup>3</sup> HE (fig. 9.9b). La carte de TS indique qu'une source ponctuelle est détectée avec un TS hautement significatif de 116. La position estimée est RA = 202°83, Dec. = 29°41, avec des rayons d'incertitude r68 = 0°16 et r95 = 0°26. Le spectre de la source est compatible avec une loi de puissance (PL, éq. 5.5) d'indice  $2.37 \pm 0.18$ . Le flux de rayons  $\gamma$  moyen est de  $(4.6 \pm 0.8) \times 10^{-7}$  ph cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>.

La localisation de la source transitoire  $\gamma$  exclut clairement une association avec le blazar 3FGL J1332.8+2723. L'excès ne semble pas davantage provenir des sources connues les plus proches (c'est-à-dire 3FGL J1326.1+2931 et 3FGL J1330.5+3023, aussi connue sous le nom 3C 286). Notons tout de même pour ces deux sources l'apparition d'un

3. Le spectre  $\gamma$  de la source à la position de DG CVn a été calculé en effectuant une série d'analyses *unbinned* sur différents intervalles logarithmiques d'énergie. De cette manière, le spectre est considéré indépendant du modèle spectral choisi pour la source.

pic d'émission  $\gamma$  aux alentours de MJD 56240 visible dans leurs LCs par photométrie d'ouverture<sup>4</sup> due à l'extension de la reconstruction de l'émission. Une association avec l'étoile binaire reste possible car DG CVn se trouve éloignée de 0°:17 de la source transitoire, juste à l'extérieur du rayon de confiance à 68% (fig. 9.9a). Cette éventualité est discutée en §9.3.

### 9.3 Origine de l'émission haute énergie

Comme il est illustré en §9.2.2, il n'a pas été possible de mettre en évidence une émission de rayon  $\gamma$  simultanée avec l'éruption majeure d'avril 2014. Une telle détection aurait assuré l'identification de la source à l'origine du rayonnement significatif observé en novembre 2012, et compatible avec la position de DG CVn.

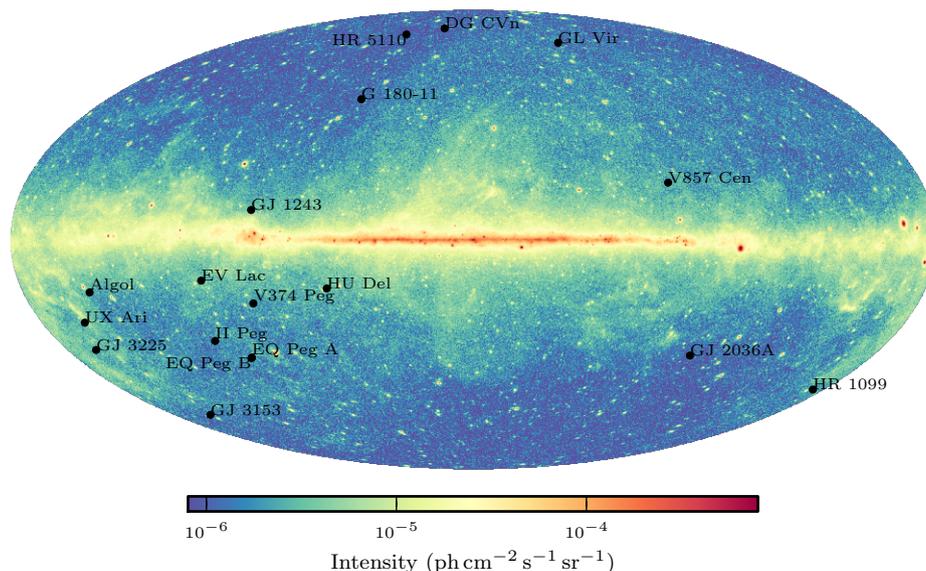
#### 9.3.1 Association avec DG CVn ?

Une interprétation possible de l'excès d'émission  $\gamma$  aux alentours de MJD 56240 met en scène une série d'éruptions, de durées inférieures à la journée, associées avec DG CVn. Cependant, d'un côté, les étoiles actives ne sont pas réputées être à l'origine de sursauts aussi longs et énergétiques, et aucune détection comparable n'a été reportée, quelle que soit la longueur d'onde. D'un autre côté, le superflare d'avril 2014 (Drake et al. 2014) ainsi que l'émission radio (Fender et al. 2015) n'étaient pas attendus. Il est possible qu'une éruption majeure ait eu lieu en novembre 2012 mais qu'elle soit restée inaperçue par manque d'observation opportune.

Comme cela a été précisé en §9.1.3, le LAT est capable de détecter des éruptions solaires jusqu'à des énergies de quelques dizaines de MeV. Les difficultés observationnelles étant moins importantes pour le Soleil qu'elles ne le sont pour DG CVn, il est possible de les utiliser pour estimer les niveaux d'émission de la binaire. L'éruption solaire détectée par le LAT la plus brillante en rayons  $\gamma$  a atteint un flux de  $\sim 4 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour un flux typique de rayons X de  $\sim 0.1 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  correspondant à un événement de classe X (Ackermann et al. 2014b). Les luminosités correspondantes sont respectivement de  $\sim 1.1 \times 10^{21} \text{ erg s}^{-1}$  et  $\sim 2.8 \times 10^{26} \text{ erg s}^{-1}$ . D'après les observations analysées, le sursaut de 2012 a atteint une luminosité  $> 100 \text{ MeV}$  de  $\sim 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  (flux converti en luminosité pour une distance de 18 pc, Riedel et al. 2014). En supposant que le ratio entre les luminosités évaluées dans les deux longueurs d'onde soit identique, le pic de rayons X correspondant aurait présenté une luminosité de  $\sim 7 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$  et un flux de  $\sim 2 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  au niveau de la Terre que les moniteurs à grand champ de vue auraient difficilement manqué.

Inversement, intéressons-nous maintenant à l'épisode du superflare en avril 2014. Le pic du flux de rayons X a atteint  $\sim 3 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , avec un luminosité associée de  $\sim 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  (Fender et al. 2015). Avec le même facteur de conversion, la luminosité  $\gamma$  aurait été de  $\sim 4.7 \times 10^{26} \text{ erg s}^{-1}$ . Le flux correspondant de  $\sim 7.5 \times 10^{-11} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  aurait été deux à trois ordres de grandeur trop faible pour pouvoir être détecté par *Fermi*/LAT.

4. Les LCs par photométrie d'ouverture avec une résolution de 30 jours sont disponibles sur le site public *Fermi* : le Science Support Center <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc>.



**Figure 9.10** – Répartition des systèmes binaires actifs sélectionnés pour une analyse à haute énergie sur une image du ciel observée par *Fermi*/LAT.

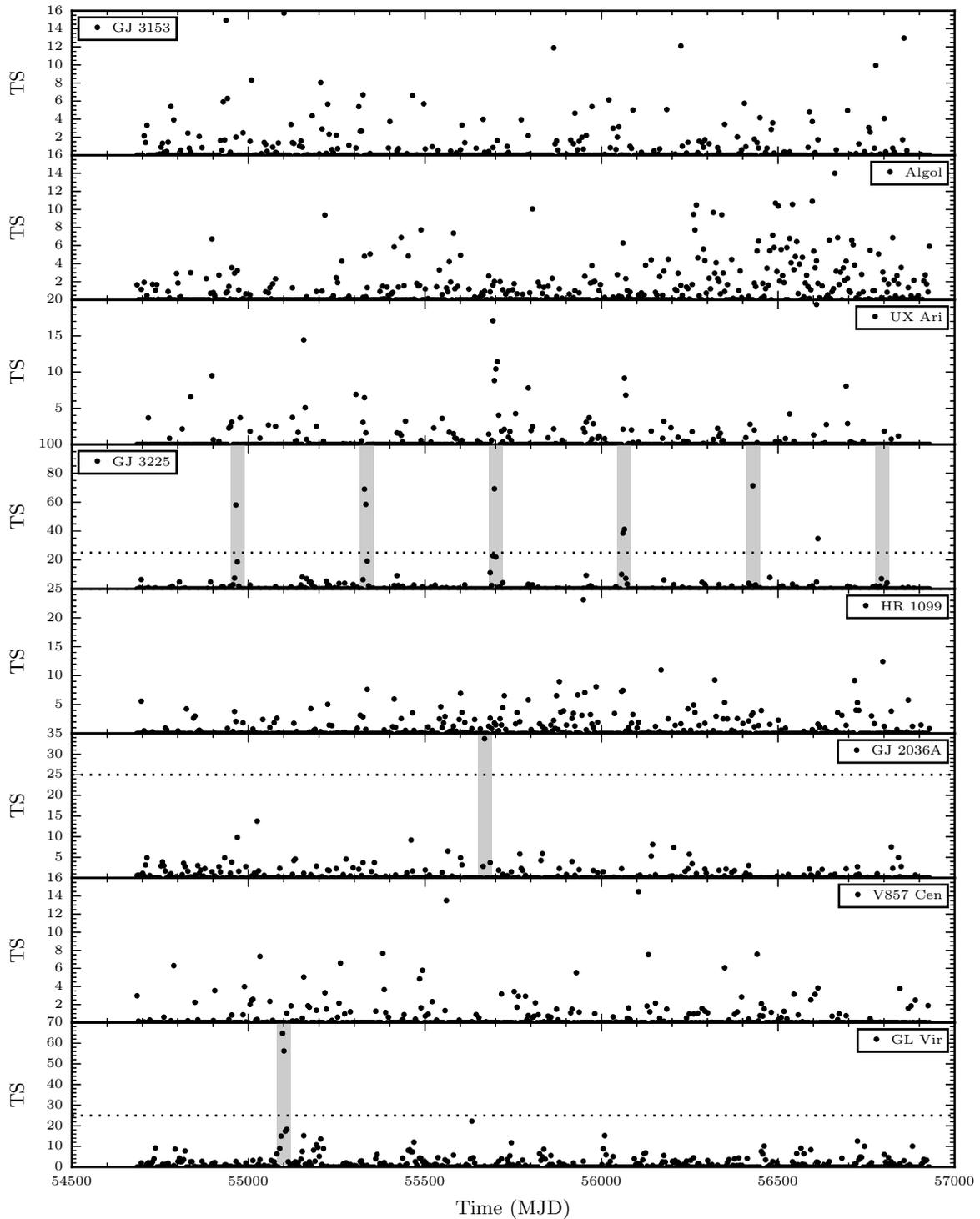
Ainsi, si l'évènement de novembre 2012 est associé à une activité de la source DG CVn, alors le mécanisme devrait être radicalement différent de celui à l'œuvre dans les éruptions solaires, permettant une conversion extrêmement efficace de l'énergie en rayonnement  $\gamma$ .

### 9.3.2 Comparaison avec les systèmes RS CVn

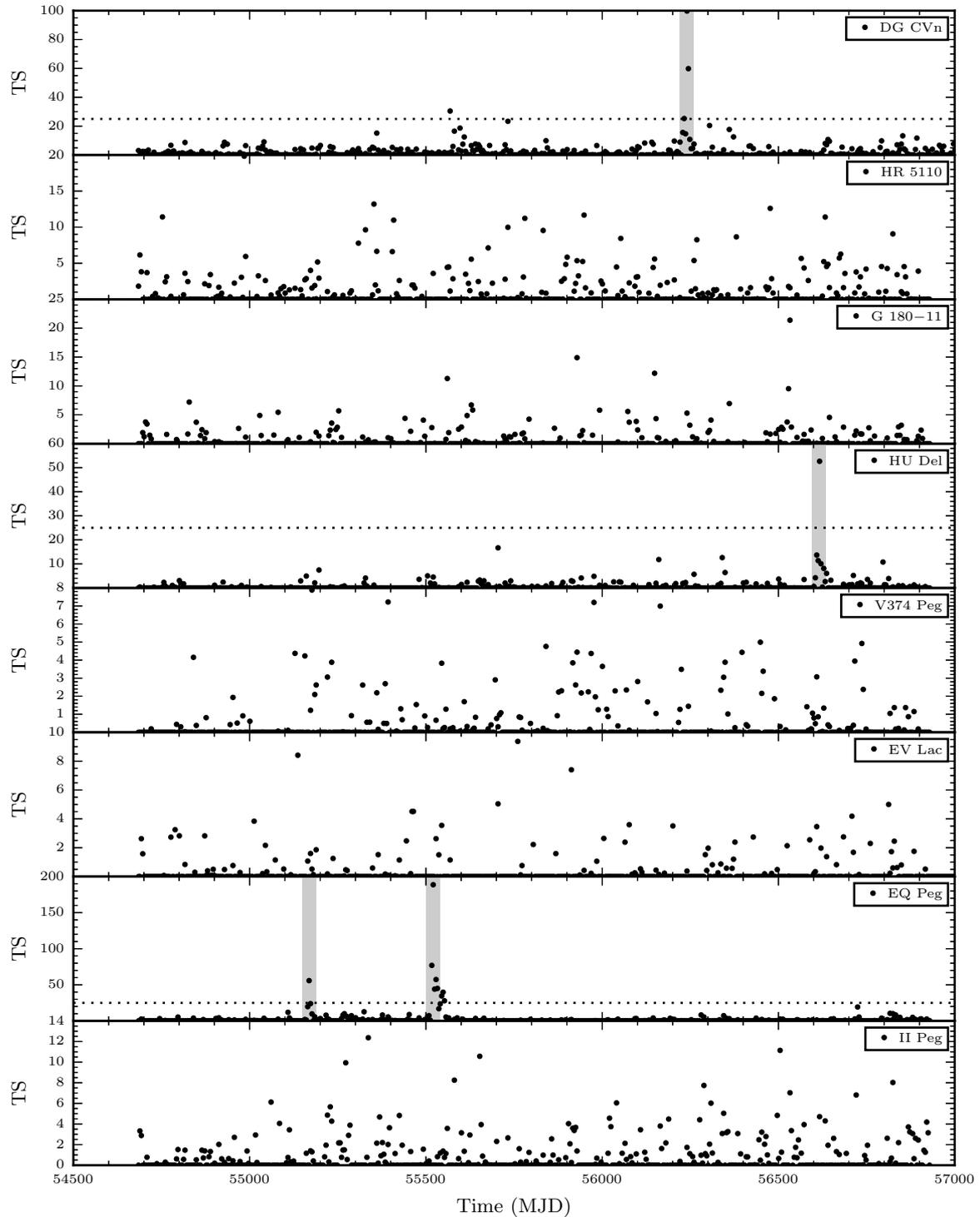
Observer une autre binaire active émettre en rayons  $\gamma$  serait un argument de poids en faveur de l'association de l'émission HE avec DG CVn. Les éruptions stellaires les plus intenses proviennent des systèmes de type RS CVn ou Algol (Hall 1989, et les références associées). Alors qu'habituellement, les sursauts des binaires naines M, comme DG CVn, durent quelques heures au plus, les leurs peuvent se maintenir pendant plusieurs jours en émettant notamment un rayonnement radio (e.g., Mutel et al. 1998 ; Richards et al. 2003).

Les étoiles de type RS CVn sont des binaires dites détachées, c'est-à-dire qu'aucune des composantes ne remplit totalement son lobe de roche (§1.2.1). L'étoile primaire est une géante ou sous-géante de type G ou K alors que son compagnon est une sous-géante ou une naine de classe spectrale G à M (Hall 1976). Les RS CVn sont en rotation quasi-synchrone, verrouillées gravitationnellement par les forces de marées. Ceci leur confère des vitesses de rotation très importantes et des périodes orbitales de l'ordre de quelques jours. La rotation rapide accroît l'activité magnétique de ces systèmes, les conduisant à subir d'intenses et réguliers épisodes éruptifs.

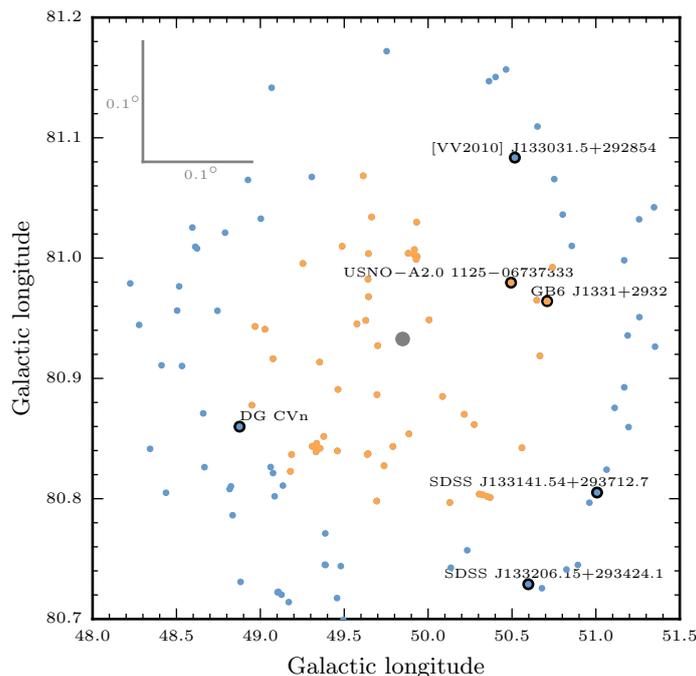
Les systèmes de type Algol, quant à eux, concernent des binaires à éclipses en rotation quasi-synchrone comme les RS CVn, présentant également une forte activité magnétique et des éruptions stellaires fréquentes. Les binaires Algol sont dites semi-détachées, dans lesquelles l'étoile primaire, de type B – F, ne remplit pas son lobe de Roche alors que



**Figure 9.11** – Évolution de la significativité  $\gamma$  moyennée sur 4 jours à partir d'un modèle d'émission de la région fixe pour différents systèmes de type RS CVn/Algol sélectionnés. Le graphe de GJ 3225 contient un point non représenté ici : pour MJD 56424, le TS atteint  $\sim 2432$  à cause d'une éruption solaire proche.



**Figure 9.12** – Évolution de la significativité  $\gamma$  moyennée sur 4 jours à partir d'un modèle d'émission de la région fixe pour différents systèmes de type RS CVn/Algol sélectionnés. DG CVn y est représenté pour comparaison.



**Figure 9.13** – Distribution de sources<sup>5</sup> en coordonnées Galactiques proches de la localisation de l'évènement  $\gamma$  de novembre 2012 (point gris). Les sources représentées par des points orange se situent en dessous de  $r68$  alors que celles en bleu sont éloignées de  $< r95$ . La position de DG CVn y est représentée, ainsi que quatre quasars proches. Nous proposons comme candidat la source GB6 J1331+2932.

l'étoile secondaire, moins massive (de type spectral G – K), généralement de classe sous-géante le remplit.

La recherche d'une activité  $\gamma$  similaire à DG CVn entre 0.1 et 100 GeV en provenance d'une sélection d'une quinzaine de systèmes s'est imposée. Tous ces systèmes sont qualifiés de variables RS CVn ou Algol : GJ 3153, Algol, UX Ari, GJ 3225, HR 1099, GJ 203 A, V857 Cen, GL Vir, HR 5110, G 180–11, HU Del, V374 Peg, EV Lac, EQ Peg, II Peg, dont les positions par rapport au plan Galactique sont mises en évidence en fig. 9.10. Ces sources ont été choisies suivant leur proximité (la plus lointaine se trouve à  $\sim 50$  pc), leur éloignement du plan Galactique ( $|b| > 13^\circ$ , fig. 9.10) et leur vitesse de rotation rapide signalant une intense activité chromosphérique (leurs  $v \sin i$  sont au-dessus de quelques dizaines de  $\text{km s}^{-1}$ ). Les analyses HE effectuées suivent le même principe que celle de DG CVn décrite en §9.2.1 à ceci près que les IRFs utilisées sont les P8\_SOURCE\_V4. Des LCs ont été construites. Du fait de la majorité de non-détections ou bien de contaminations par des sources proches, seule l'évolution du TS est présentée en fig. 9.11 et 9.12. Pour chaque source, un modèle d'émission de sa région est calculé sur six ans de données du LAT, et une source à la position de la binaire variable est ajoutée avec un modèle spectral en loi de puissance. Tous les paramètres du modèle sont fixés exceptés ceux de l'étoile variable.

Les fig. 9.11 et 9.12 présentent donc l'évolution de la significativité de l'ajout d'une

5. La base de données Simbad (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>) a été interrogée pour produire la fig. 9.13, les étoiles ne sont pas représentées.

source ponctuelle à la position de chaque binaire en fonction du temps. Certains graphes montrent des signes d'émission significative. GJ 3225 se trouve sur la trajectoire du Soleil. Une émission  $\gamma$  périodique de fréquence équivalente à une année est donc clairement visible. Vers MJD 56424, l'apparition d'une éruption solaire fait même croître le TS jusqu'à 2432 (non représenté dans la figure par souci de lisibilité)! En ce qui concerne GL Vir, l'émission résiduelle ainsi que les cartes de TS indiquent que l'excès de significativité observé aux environs de MJD 55099 est dû au violent sursaut de la source proche 3FGL J1229.1+0202. Il en va de même pour la source HU Del et EQ Peg avec les sources proches en éruption 3FGL J2035.3+1055 et 3FGL J2254.0+1608 respectivement. Tous les excès  $\gamma$  en apparence proviennent de sursauts des sources proches déjà connues dans les catalogues *Fermi*. Le fait de fixer leurs modèles spectraux à leur émission moyennée sur six ans de données perturbe temporellement les mesures effectuées lors de leurs éruptions.

Sur la base du comportement multi-longueurs d'onde des éruptions solaires, et le manque d'observation similaire pour d'autres systèmes, il est conclu que le sursaut HE de novembre 2012 n'est très probablement pas associé à l'étoile binaire DG CVn.

### 9.3.3 Sursaut de noyau actif de galaxie

Le sursaut de novembre 2012 peut aussi avoir été causé par un noyau actif de galaxie (AGN) en arrière plan, encore non répertorié par les catalogues *Fermi*. Les AGNs comptent pour plus de 71% des sources *Fermi*/LAT à haute latitude Galactique (c'est-à-dire  $|b| > 10^\circ$ , Ackermann et al. 2015b). Parmi ces AGNs, 98% sont des blazars (soit des Flat Spectrum Radio Quasars FSRQs ou bien des objets de type BL Lacertæ). Les LCs des blazars sont connues pour leur variabilité sur une vaste gamme d'échelles temporelles. Elles présentent des éruptions intenses interprétées comme des chocs internes et/ou des modifications sporadiques des conditions physiques du jet relativiste. Par exemple, le blazar 3C 279 a subi de multiples éruptions observées en rayons  $\gamma$  entre 2013–2014, au cours desquelles le flux a varié significativement en quelques heures (Hayashida et al. 2015). L'indice du modèle spectral en loi de puissance ajusté à l'émission  $\gamma$  a lui aussi varié entre  $1.71 \pm 0.10$  et  $2.36 \pm 0.13$ . Par comparaison, les propriétés de l'excès  $\gamma$  de novembre 2012 rapporté (§9.2.3) pourraient être compatibles avec ces caractéristiques. Cependant, les incertitudes relativement larges obtenues ne permettent pas une classification absolue de l'origine du sursaut.

La probabilité qu'un AGN émetteur de rayons  $\gamma$  se situe dans les environs de DG CVn dépend de la distribution en «  $\log N - \log S$  » des AGNs. Pour estimer cette probabilité grossièrement, le résultat de l'analyse *binned* sur sept ans de données est considéré (§9.2.1). Le TS intégré de 20 indique que la source transitoire est quasiment au niveau de significativité suffisant pour être incluse dans le catalogue 3FGL. En supposant que le catalogue 3FGL est complet aux latitudes Galactiques  $|b| > 10^\circ$  et que les 2193 sources listées sont des AGNs, il est possible d'estimer que  $\sim 1.4 \times 10^{-2}$  blazars  $\gamma$  en arrière plan se situent dans les  $0.21 \text{ deg}^2$  correspondant à la région de confiance à  $2\sigma$  (de rayon r95). Cette probabilité est relativement faible mais pas statistiquement impossible.

Des candidats AGNs ont été cherchés dans le *Veron Catalogue of Quasars & AGN, 13<sup>th</sup> Edition* (Véron-Cetty & Véron 2010), le *5<sup>th</sup> Edition of the Roma BZCAT Multi-frequency Catalogue of Blazars* (Massaro et al. 2009), le catalogue *WISE Blazar-like Radio-Loud Source (WIBRaLS)* (D'Abrusco et al. 2014) et le *CRATES Flat-Spectrum*

*Radio Source Catalogue* (Healey et al. 2007). Des associations potentielles ont seulement été trouvées dans le catalogue Veron. Quatre quasars se situent à moins de  $0^{\circ}26$  (rayon de confiance à 95%) de la localisation de la source ponctuelle responsable de l'émission transitoire  $\gamma$  en novembre 2012 (point gris au centre de la fig. 9.13). J133059.8+293005, J133031.5+292854, J133141.54+293712.7 et J133206.15+293424.1, éloignés respectivement de  $0^{\circ}11$ ,  $0^{\circ}18$ ,  $0^{\circ}22$  et  $0^{\circ}24$  de la position reconstruite du sursaut<sup>6</sup>, ont des mesures de *redshift* de 0.68, 0.95, 1.36 et 0.55 (Adelman-McCarthy & et al. 2009 ; Ahn et al. 2012). Cependant, aucun de ces candidats ne possède de contrepartie en rayons X dans le catalogue *3XMM-DR5* (Rosen et al. 2016) ou bien en radio dans le catalogue *FIRST* (Helfand et al. 2015). Ainsi il n'y a pas de candidat évident pour une association parmi les AGNs catalogués.

Des contreparties radio sont recherchées parmi les sources incluses dans les cercles d'erreur de localisation afin de repérer un blazar potentiel. Le catalogue *FIRST* propose 19 sources, dont cinq d'entre elles présentent une densité de flux supérieure à 10 mJy à 1.4 GHz. Lorsque cela est possible, leurs spectres radio ont été investigués grâce à l'outil *SPECFIND* (Vollmer et al. 2010). La plupart de ces sources sont relativement peu brillantes et souffrent d'un manque d'observations multi-longueurs d'onde pour contraindre leur nature. Cependant, la source *FIRST* J133101.8+293216 (aussi connue comme GB6 J1331+2932 en fig. 9.13) possède un spectre ressemblant à celui d'un blazar. L'indice spectral est  $\alpha \gtrsim -0.5$  si la densité de flux s'exprime comme  $S_{\nu} \sim \nu^{\alpha}$ . Cette hypothèse est aussi renforcée par sa sélection dans l'échantillon de FSRQs assemblé par Muñoz et al. (2003). La source présente une densité de flux de  $136 \pm 27$  mJy à 325 MHz,  $43.8 \pm 8.8$  mJy (*FIRST*) ou  $35.2 \pm 7.0$  mJy (NVSS<sup>7</sup>) à 1.4 GHz,  $24.6 \pm 4.9$  mJy à 4.85 GHz. Cette source radio possède également une contrepartie dans le relevé SDSS (nommée SDSS J133101.83+293216.5 dans le *Data Release 12* avec un *redshift* photométrique de  $z = 0.48$ , Alam et al. 2015) ainsi que dans le catalogue *AllWISE* (WISE J133101.82+293216.3, Cutri & et al. 2014). Les intensités infrarouges sont proches de celles observées pour le FSRQ détecté par *Fermi*, PMN J2023–1140 (D'Abrusco et al. 2012). Il n'existe pas d'information contraignante quant à l'existence d'une source de rayons X correspondante.

Étant donné les informations multi-longueurs d'onde disponibles, cette source radio, éloignée de  $0^{\circ}14 < r68$  de la localisation de l'évènement transitoire  $\gamma$  de novembre 2012 est le candidat le plus probable. D'autres observations en radio, optique et rayons X, et éventuellement une nouvelle période d'activité HE sont cependant nécessaires pour caractériser le spectre et la variabilité de cette source et certifier son identification en tant que blazar.

6. Ces quasars sont représentés sur la figure 9.13, parfois avec des appellations différentes : [VV2010] J133031.5+292854, USNO–A2.0 1125–06737333, SDSS J133141.54+293712.7 et SDSS J133206.15+293424.1.

7. The NRAO VLA Sky Survey.

---

# Émission HE du microquasar V404 Cygni avec *Fermi*/LAT durant le sursaut de juin 2015

---



---

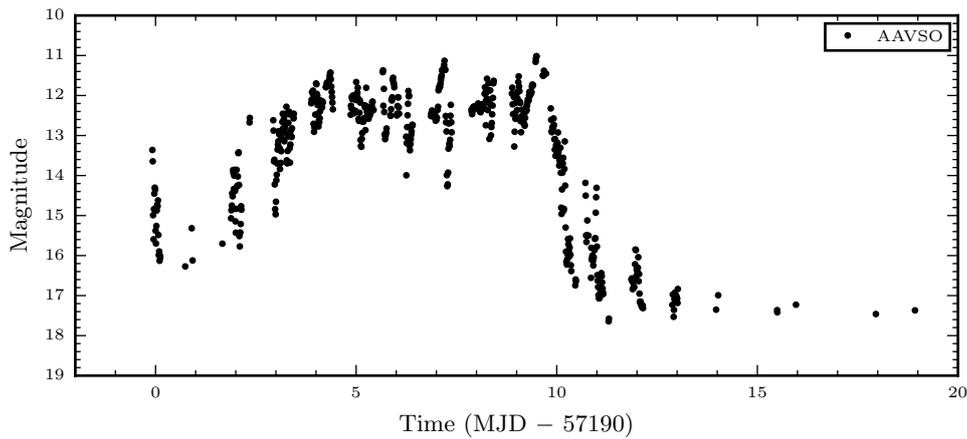
<b>10.1 Réveil violent d'une LMXB . . . . .</b>	<b>160</b>
10.1.1 V404 Cygni . . . . .	160
10.1.2 Éruptions de 2015 . . . . .	161
10.1.3 Motivations pour une analyse à haute énergie . . . . .	163
<b>10.2 Observations et analyse des données . . . . .</b>	<b>164</b>
10.2.1 Observations haute énergie avec <i>Fermi</i> /LAT . . . . .	164
10.2.2 Étude de la variabilité . . . . .	166
10.2.3 Carte de TS et localisation . . . . .	169
<b>10.3 Discussion . . . . .</b>	<b>171</b>
10.3.1 Probabilité de coïncidence temporelle et spatiale . . . . .	171
10.3.2 Comportement multi-longueurs d'onde . . . . .	173
10.3.3 Émission HE en provenance du jet ? . . . . .	174

---

LA CONSTELLATION du Cygne a été le théâtre d'un évènement exceptionnel au cours de l'été 2015. Le trou noir accrétant V404 Cygni (désigné par la suite V404 Cyg), connu pour ses longues périodes de quiescence (e.g., Garcia et al. 2001 ; Rana et al. 2016), s'est soudainement réveillé en offrant une occasion particulièrement rare d'étudier le rayonnement à haute énergie (HE) de cette BHB avec le satellite *Fermi*. Les niveaux de luminosité atteints par V404 Cyg en juin 2015 ont été spectaculaires et ont fait l'objet de dizaines d'études à toutes les longueurs d'onde de la part de la communauté. Après avoir retrouvé son niveau d'activité habituel aux environs d'août 2015, de manière totalement inattendue la source est de nouveau entrée dans une période de forte activité fin décembre 2015 jusque dans le courant de janvier 2016.

Ce chapitre décrit l'analyse des données *Fermi*/LAT et les résultats que nous avons obtenus concernant ces deux sursauts. Après un rappel sur la nature de V404 Cyg (§10.1.1) et un résumé des deux éruptions été–hiver 2015 (§10.1.2), les observations en rayons  $\gamma$ , rayons X, optique et radio sont exposées en §10.2. Les sections §10.2.1, §10.2.2 et §10.2.3 décrivent respectivement le traitement des données *Fermi*, la découverte d'un excès de rayonnement  $\gamma$  aux environs de V404 Cyg et l'analyse statistique de la position de l'excès observé.

Malgré le faible degré de signification statistique de ce sursaut, normalement à peine suffisant pour prétendre à une détection  $\gamma$ , sa coïncidence temporelle avec les phénomènes



**Figure 10.1** – Évolution de la magnitude optique en fonction du temps (début de l'éruption le 15 juin 2015, MJD 57188) de V404 Cyg. Par souci de lisibilité, les données ont été rebinnées par intervalle de 0.01 jour. **Crédits** : les mesures proviennent de la base de données AAVSO (« American Association of Variable Star Observers »).

observés dans les autres longueurs d'onde (§10.3.2) rend la découverte convaincante. L'origine physique de l'émission  $\gamma$  de V404 Cyg lors de son sursaut en juin 2015 est débattue en §10.3.3. L'étude présentée dans ce chapitre a conduit à la publication d'un article dans la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (§A.1, Loh et al. 2016a).

## 10.1 Réveil violent d'une LMXB

### 10.1.1 V404 Cygni

La source V404 Cyg (aussi connue sous le nom GS 2023+338) est un trou noir transitoire en orbite avec une étoile compagnon de faible masse, d'où sa classification au sein des Low-Mass X-ray Binaries (LMXBs). Au moins trois éruptions en provenance de ce système ont été répertoriées : en 1938, 1956 (identifiée après l'association de Nova Cyg 1938 avec la nova en rayons X GS 2023+338) et en 1989 (Richter 1989). Les deux premières ont été observées dans la gamme optique seulement. V404 Cyg a été découvert en rayons X par le satellite *Ginga* (Makino et al. 1989) durant cette dernière éruption (analyse détaillée par Życki et al. 1999a,b). L'analyse en interférométrie radio à grande ligne de base (ou Very Long Baseline Interferometry, VLBI) a permis à Miller-Jones et al. (2009) de mesurer sa distance de façon très précise grâce aux méthodes de parallaxe. La LMXB se trouve à  $2.39 \pm 0.14$  kpc de la Terre, faisant d'elle une des BHBs les plus proches (mis à part XTE J1118+480 à  $\sim 1.72$  kpc et Cyg X-1 à  $\sim 1.86$  kpc, tab. 1.1, Gelino et al. 2006 ; Reid et al. 2011). La masse du trou noir de V404 Cyg a d'abord été estimée à  $\sim 10\text{--}12 M_{\odot}$  (Wagner et al. 1992 ; Shahbaz et al. 1994, 1996) par une analyse de la courbe de lumière optique au cours des phases de quiescence de la source. Sa courbe de lumière présente les caractéristiques propres aux variations « ellipsoïdales » dues aux effets de marée créés par l'objet compact sur l'étoile compagnon qui la déforme en une

sorte de larme<sup>1</sup> (e.g., [Avni & Bahcall 1975](#)). Les mesures les plus récentes indiquent que le système V404 Cyg contient un trou noir dont la masse est de l'ordre de  $9.0_{-0.6}^{+0.2} M_{\odot}$  ([Khargharia et al. 2010](#), en remodelisant les modulations ellipsoïdales grâce à des observations spectroscopiques en proche infrarouge) en orbite avec une étoile compagnon de  $\sim 1 M_{\odot}$  ([Wagner et al. 1992](#)). Il présente une période orbitale de  $6.473 \pm 0.001$  jours (dérivée grâce à la mesure de vitesse radiale à partir de raies d'émission observées dans le spectre de l'étoile compagnon, [Casares et al. 1992](#)) suggérant un disque d'accrétion de taille conséquente (de rayon  $\sim 10^{12}$  cm, [Muñoz-Darias et al. 2016](#)).

### 10.1.2 Éruptions de 2015

#### Intense suivi multi-longueurs d'onde

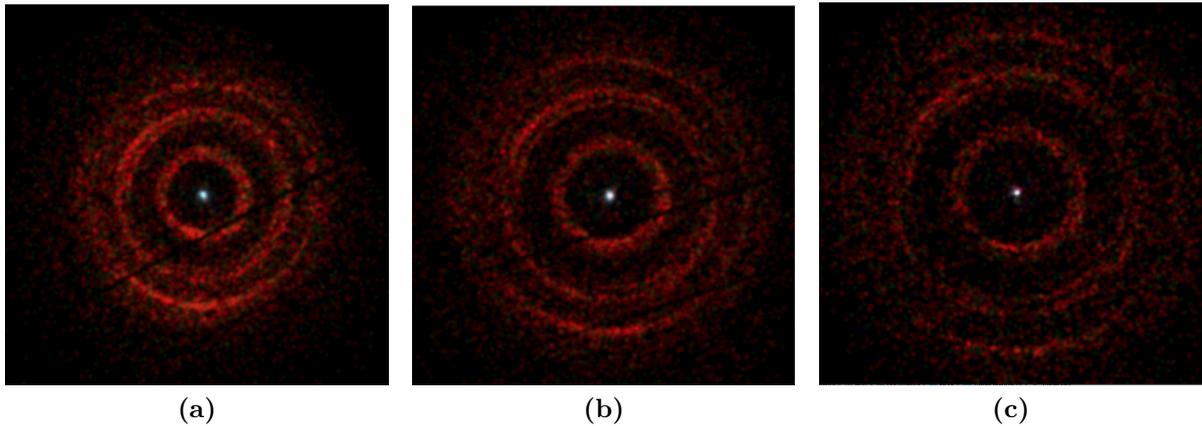
Après 26 ans passés dans un état de faible activité, aussi appelé de *quiescence* (§2.1.1), depuis le dernier sursaut (qui avait conduit à sa découverte en rayons X, [Makino et al. 1989](#)), la binaire V404 Cyg s'est réveillée d'une manière explosive surprenante. Le 15 juin 2015 (MJD 57188), le Burst Alert Telescope (BAT) à bord du satellite *Swift* ([Barthelmy et al. 2015](#)) et le Gamma-ray Burst Monitor (GBM) à bord du satellite *Fermi* ([Younes 2015](#) ; [Jenke et al. 2016](#)) ont détecté une activité recrudescence en direction du système. Après les détections des instruments à grand champ, et compte tenu de l'intensité et de la persistance des éruptions, une campagne d'observations multi-longueurs d'onde s'est déclenchée mondialement. La LMXB V404 Cyg a été observée dans toutes les gammes d'énergie, de la radio ([Mooley et al. 2015](#) ; [Trushkin et al. 2015b,a](#)) aux rayons X durs ([Rodriguez et al. 2015a](#) ; [Kuulkers et al. 2015](#)) en passant par le millimétrique/sub-millimétrique ([Tetarenko et al. 2015](#)), l'optique (fig. 10.1, [Gazeas et al. 2015](#)) et les rayons X ([Negoro et al. 2015](#)). Elle a été analysée à travers des dizaines d'ATels publiés, révélant des niveaux d'activité véritablement exceptionnels. Son dynamisme est retombé pour finalement retrouver un rythme de quiescence plus habituel en août 2015 ([Sivakoff et al. 2015](#)). Après ce feu d'artifice estival, V404 Cyg a de nouveau montré des signes d'une reprise active le 23 décembre 2015 (MJD 57379). Ce deuxième sursaut, bien que présentant des luminosités beaucoup plus faibles que le précédent, a lui aussi été observé à toutes les longueurs d'onde (voir [Beardmore et al. 2015b](#) ; [Trushkin et al. 2015b](#) ; [Lipunov et al. 2015](#), représentatifs des ATels publiés à cette période) avant que le système retrouve son niveau de quiescence début 2016 ([Motta et al. 2016](#)).

#### Principaux résultats

Alors qu'ils surveillaient régulièrement V404 Cyg depuis dix ans, [Bernardini et al. \(2016\)](#) ont reporté une augmentation de la magnitude une semaine avant que l'émission X ne soit détectée, en adéquation avec le modèle d'instabilité du disque (chapitre 2). Ce modèle prédit en effet un disque tronqué loin de l'objet compact ([Dubus et al. 2001](#)) qui se remplit de matière sur des échelles de temps propres aux écoulements visqueux, d'où

---

1. Alors que le système trou noir/étoile est en orbite, deux maxima (d'amplitude  $\sim$ identique) se distinguent sur sa courbe de lumière et correspondent à l'observation de la binaire de profil, avec l'étoile compagnon qui présente le plus de surface de par son étirement. Inversement, deux minima (dont les amplitudes peuvent différer) sont observés et correspondent au cas où l'observateur, l'étoile et le trou noir sont alignés (en conjonction supérieure ou inférieure). L'amplitude de variation lumineuse dépend de l'inclinaison du système, du rapport de masse et de la fraction du lobe de Roche rempli.



**Figure 10.2** – Anneaux d’émission de rayons X, observés par le X-ray Telescope (XRT) à bord de *Swift*, centrés sur V404 Cyg entre le 30 juin et le 4 juillet 2015 (Beardmore et al. 2015a). La figure est codée en couleur : le rouge représente les photons 0.8–1.5 keV, le vert les 1.5–2.5 keV alors que le bleu représente l’émission un peu plus énergétique entre 2.5–5 keV. **Crédits** : Andrew Beardmore (Univ. of Leicester) and NASA/*Swift*.

le délai entre l’émission optique et la production de rayons X, concentrée au niveau des régions internes du disque d’accrétion rapprochées du trou noir.

Après avoir observé V404 Cyg en optique et proche infrarouge, Tanaka et al. (2016) ont modélisé le spectre d’émission lors d’un sursaut en bande Ks dont les caractéristiques correspondent à l’émission optiquement épaisse d’un jet. Les auteurs suggèrent que l’accélération de particules est moins efficace dans ce microquasar que dans les jets des AGNs. Le facteur de Lorentz de coupure dans la distribution d’énergie des électrons du jet est en effet estimé à  $< 10^2$ .

Une des découvertes les plus stupéfiantes, la première fois pour ce système, a été l’observation d’anneaux de rayons X diffusés à travers des nuages de poussières interstellaires (vus par *Swift*/XRT, *Chandra* : Beardmore et al. 2015a ; Vasilopoulos & Petropoulou 2016 ; Heinz et al. 2016). Plusieurs structures en forme d’anneaux concentriques ont été observées et suivies dans le temps par le X-ray Telescope (XRT) à bord de *Swift*. Leur évolution est illustrée en fig. 10.2. L’étude de ces figures permet de caractériser les propriétés du milieu interstellaire entre V404 Cyg et la Terre, comme la localisation de concentration de poussières interstellaires. L’observation de ces anneaux d’émission en rayons X diffusés indique en particulier que  $\sim 70\%$  de l’énergie libérée durant l’intégralité du sursaut l’a été durant l’éruption brillante à la fin de l’épisode actif le MJD 57199.8 (Heinz et al. 2016), proche de la détection *Fermi*/LAT discutée en §10.2.

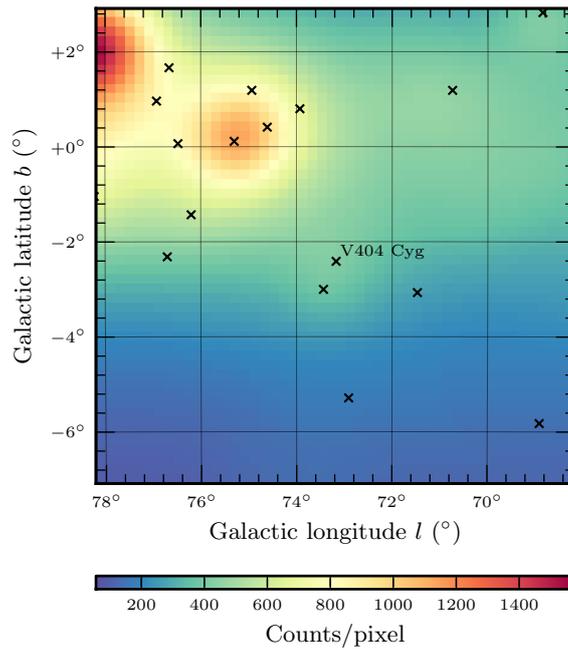
Les BHBs en sursaut peuvent émettre de puissants vents de matière ionisée (§2.2.2). Muñoz-Darias et al. (2016) rapportent avoir observé un vent soutenu en provenance des parties externes du disque d’accrétion de V404 Cyg. La vitesse d’expansion de ce vent est de l’ordre de  $0.01c$ , formant une sorte de nébuleuse, alors que l’accrétion diminue fortement et que les éjecta deviennent optiquement fins. Le sursaut de V404 Cyg aurait été arrêté prématurément, alors que ce vent emportant  $\sim 10^{-8}$ – $10^{-5} M_{\odot}$  (comparable à la masse de l’intégralité de la matière de l’étoile compagne transférée dans le disque au cours des 26 années de quiescence, Muñoz-Darias et al. 2016) a vidé le disque externe de sa matière, diminuant significativement l’accrétion interne sur le trou noir. Ces

auteurs spécifient également avoir observé des modifications spectrales majeures entre MJD 57199 (la date à laquelle nous avons détecté une émission  $\gamma$  HE, [Loh et al. 2016a](#)) et MJD 57201, durant le déclin après le pic de luminosité précédant la mise en place de la phase nébuleuse. De plus, [Gandhi et al. \(2016\)](#) ont détecté une intense variabilité optique sur des échelles de temps de l'ordre de 20 ms exactement à la date du sursaut d'émission  $\gamma$  décrit par la suite. [Gandhi et al. \(2016\)](#) suggèrent que cette activité est liée à la formation et la disparition d'un jet compact de manière sporadique.

### 10.1.3 Motivations pour une analyse à haute énergie

Comme cela a été évoqué au chapitre 2 (§2.3.3), les comportements des microquasars sont observés à toutes les longueurs d'onde (e.g., [Fender 2006](#)). Cependant, malgré les particules de haute énergie produites dans leurs jets ([Corbel et al. 2002](#)), ils n'ont que rarement été détectés en rayons  $\gamma$  de haute énergie. Les particules en mouvement relativiste dans les jets peuvent émettre un tel rayonnement en diffusant les photons de plus basse énergie provenant du disque d'accrétion ou du champ de rayonnement stellaire par effet Compton Inverse (§3.3, [Georganopoulos et al. 2002](#) ; [Bosch-Ramon et al. 2006](#)). Autrement, les collisions inélastiques entre les particules du jet et les protons d'un vent d'étoile peuvent engendrer des pions, qui décroissent en deux photons  $\gamma$  (exemple en §4.1.2, [Romero et al. 2003](#)). Un rayonnement  $\gamma$  pourrait aussi être produit au niveau des zones de chocs entre le jet et le milieu interstellaire ([Bosch-Ramon et al. 2011](#)) ou bien au sein du jet lui-même ([Atoyan & Aharonian 1999](#)). Malgré des sursauts récurrents, seul le microquasar Cyg X-3 (et peut-être Cyg X-1, [Bodaghee et al. 2013](#) ; [Malyshev et al. 2013](#)) se comporte comme un émetteur  $\gamma$  transitoire. Depuis sa détection par les satellites *Fermi* et AGILE ([Fermi LAT Collaboration et al. 2009](#) ; [Tavani et al. 2009](#)), le comportement  $\gamma$  de Cyg X-3 a été caractérisé ([Corbel et al. 2012](#)) de manière à anticiper son rayonnement HE pour une détection rapide ([Loh et al. 2016b](#)). Ses épisodes d'émission  $\gamma$  sont en particulier fortement corrélés avec l'émission radio provenant des jets relativistes. Les masses des étoiles compagnons de Cyg X-1 et Cyg X-3 sont toutes deux estimées à  $>10 M_{\odot}$  ( $19.2 \pm 1.9 M_{\odot}$  et  $10.3_{-2.8}^{+3.9} M_{\odot}$  respectivement, [Orosz et al. 2011b](#) ; [Zdziarski et al. 2013](#)), les classant ainsi dans la catégorie des HMXBs.

En parallèle de notre analyse, [Siegert et al. \(2016\)](#) ont reporté la détection de la raie d'annihilation  $e^+/e^-$  à  $\sim 511$  keV, prédite par les modèles d'émission des sources compactes (e.g., [Svensson 1987](#)). Cette découverte supporte la présence d'un plasma composé de paires  $e^+/e^-$  engendrées par les collisions entre les photons  $\gamma$ . Les leptons enrichissent le milieu interstellaire et pourraient expliquer le rayonnement d'annihilation observé dans la Galaxie ([Prantzos et al. 2011](#)). Ce taux d'annihilation est de l'ordre de  $10^{43} e^+ s^{-1}$ . Le taux de production de positrons durant les 10 jours du sursaut de V404 Cyg est  $\sim 10^{42} e^+ s^{-1}$  ([Siegert et al. 2016](#)). Une dizaine de sources similaires, émettant continûment, suffirait à approvisionner le milieu ambiant Galactique et à produire le rayonnement d'annihilation observé. La recherche d'une émission HE ( $> 100$  MeV) avec l'instrument *Fermi*/LAT lors de l'éruption du microquasar V404 Cyg est donc délicate car les photons  $\gamma$  s'annihilent avec les photons de plus basse énergie en produisant des paires  $e^+/e^-$ . Les observations de [Siegert et al. \(2016\)](#) impliquent une absorption significative à HE dans la zone compacte proche du trou noir. Elles permettent cependant de penser que des photons HE sont bien produits et qu'il serait éventuellement possible de les détecter en présence d'une géométrie favorable des zones radiatives de la BHB.



**Figure 10.3** – Carte d’émission  $\gamma$  de la région  $10^\circ \times 10^\circ$  entourant V404 Cyg. Les croix noires désignent la localisation des sources *Fermi* répertoriées dans le catalogue 3FGL. L’objet le plus proche du microquasar est le blazar B2023+336 éloigné de  $\sim 0^\circ.32$ .

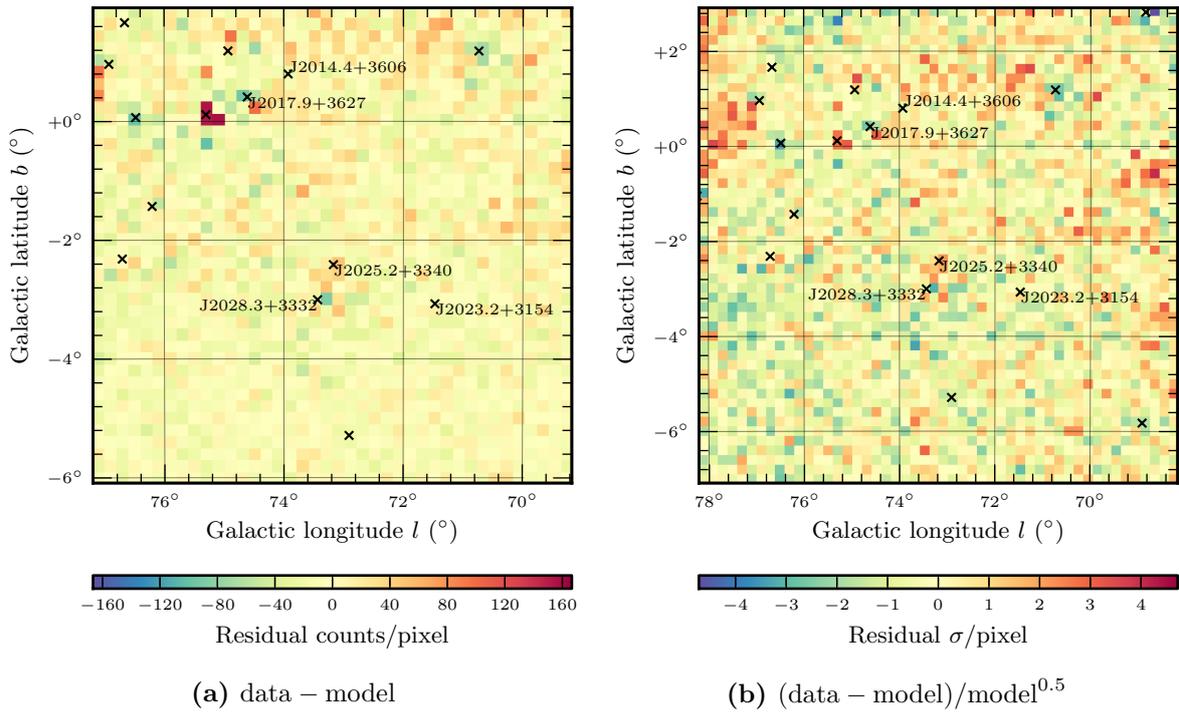
## 10.2 Observations et analyse des données

### 10.2.1 Observations haute énergie avec *Fermi*/LAT

#### Réduction des données

Les données haute énergie du Large Area Telescope de *Fermi* (chap. 4, [Atwood et al. 2009](#)) ont été réduites de manière standard, selon la description faite au chapitre 5. Les données du LAT utilisées proviennent de la dernière version de calibration instrumentale, dénommée P302. Elles couvrent la période entière pendant laquelle *Fermi* était en opération, du mois d’août 2008 jusqu’au 17 juillet 2015. La réduction des données a été effectuée grâce aux Science Tools (version 10-00-02) en tenant compte des IRFs P8R2\_SOURCE\_V6 propres à la manipulation des produits Pass 8.

Les évènements sélectionnés pour l’analyse sont pris dans un cône de  $15^\circ$  centré sur la position de V404 Cyg (R.A. =  $306^\circ.01$ , Dec. =  $33^\circ.87$ ). Les photons labellisés SOURCE (`evclass=128`) ont été sélectionnés dans la gamme d’énergie entre 100 MeV et 100 GeV. Bien que l’émission de V404 Cyg s’avère être relativement molle, i.e. peu de photons à haute énergie sont attendus, une plage énergétique suffisamment grande est considérée dans le but de contraindre précisément les modèles de sources ponctuelles et diffuses de la région. La dernière version en date des données du LAT et des Science Tools permet de sélectionner les photons suivant la qualité de la reconstruction de leur localisation (§4.4.1). Pour ce qui concerne l’analyse présentée, le choix a été fait de ne pas considérer le quartile de moindre qualité (i.e. choix des PSFs 1 à 3, `evtype=56`), afin de minimiser les chances de confusion entre les sources. Les filtres standard de qualité des données ont



**Figure 10.4** – Résidus de l’ajustement du modèle sur sept années de données.

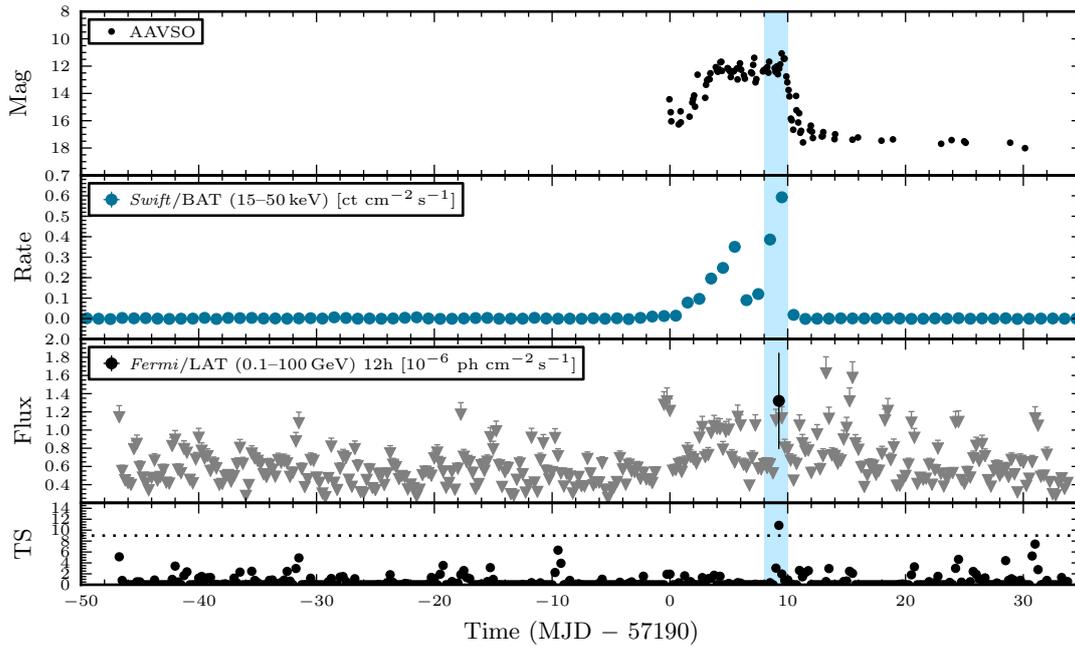
été appliqués (§5.1.2). Enfin, dans le but de minimiser la contamination de l’émission haute énergie de la région du Cygne par les photons  $\gamma$  issus du limbe terrestre (§4.1.2), les évènements, dont la direction reconstruite pointe au-delà d’un angle zénithal de  $90^\circ$ , ont été exclus.

### Construction du modèle d’émission de la région

Une analyse par maximum de vraisemblance a été effectuée pour contraindre l’émission haute énergie de la région du ciel entourant la position de V404 Cyg. Ce calcul regroupe environ sept années de données enregistrées par le LAT. La méthode *binned* est donc préférée (§5.3.2). L’algorithme d’optimisation employé est *NewMinuit*, directement implémenté dans *gtlike*. La figure 10.3 représente l’émission  $\gamma$  entre 100 MeV et 100 GeV de la région de V404 Cyg. Ce microquasar ne se situe heureusement pas dans la région de Cyg X (en haut à gauche de la fig. 10.3) dans laquelle se situe Cyg X–3 et plusieurs sources brillantes dont des restes de supernovæ, et trois pulsars particulièrement brillants.

La construction du modèle de sources (§5.2) se base sur le catalogue 3FGL de *Fermi*, regroupant les sources détectées après quatre ans d’opération (Acero et al. 2015). Les modèles spectraux des sources ponctuelles situées dans un rayon de  $25^\circ$  autour de V404 Cyg sont inclus. Celui du microquasar n’est pas encore ajouté à la liste car son émission moyennée sur sept ans n’est pas significative. Les modèles<sup>2</sup> des émissions diffuses Galactique et isotropique (§4.1.2) sont également inclus. La variation de la normalisation des

2. Ces modèles sont respectivement `gll_iem_v06.fits` et `iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt`, disponibles publiquement sur le site <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/>.



**Figure 10.5** – Courbes de lumière multi-longueurs d’onde couvrant l’intégralité de l’intervalle de temps considéré pour l’étude de la variabilité de V404 Cyg (de MJD 57140 à MJD 57225, i.e. du 28 avril au 22 juillet 2015). De haut en bas : magnitude optique AAVSO (fig. 10.1) ; X durs détectés par *Swift*/BAT (15–50 keV, [Krimm et al. 2013](#)) ; flux  $\gamma$  détecté par *Fermi*/LAT entre 0.1–100 GeV ; TS (la ligne horizontale pointillée correspond au seuil de détection à plus de  $\sim 3\sigma$ ).

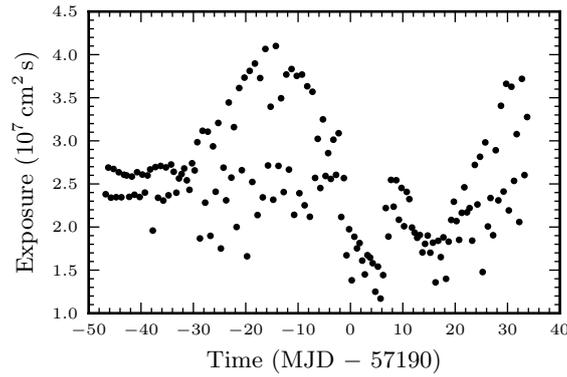
spectres est laissée libre durant la procédure d’ajustement pour les composantes diffuses et pour les sources soit situées dans un rayon de  $5^\circ$  de V404 Cyg, soit qualifiées comme « variables » (c’est-à-dire avec un indice de variabilité supérieur à 72.44, [Acero et al. 2015](#)).

Les résultats de cet ajustement global sont satisfaisants pour poursuivre une analyse plus détaillée. En effet, les résidus (§5.4.5) dévoilés en fig. 10.4 ne présentent pas de structures particulières qui auraient indiqué une mauvaise adéquation entre le modèle et les données. Enfin, la normalisation du flux du blazar B2023+336 (3FGL J2025.2+3340, [Kara et al. 2012](#)), le plus proche de V404 Cyg (séparé de  $\sim 0.32^\circ$ ), ne diffère que de  $\sim 3\%$  par rapport à la valeur reportée dans le catalogue 3FGL.

## 10.2.2 Étude de la variabilité

### Construction des courbes de lumière

Suite à l’ajustement du modèle de sources d’émission  $\gamma$  de manière satisfaisante par rapport aux données (§10.2.1), la région est supposée caractérisée. Il est alors possible de s’intéresser aux courtes échelles de variabilité. Pour cela, nous fixons tous les paramètres des modèles de spectre d’émission à leurs valeurs dérivées lors de l’analyse *binned*. Nous ajoutons un point source à la position de V404 Cyg pour tester sa présence. Son émission est simplement modélisée par une loi de puissance (éq. 5.5) pour laquelle la normalisation et l’indice sont laissés libres.



**Figure 10.6** – Exposition du LAT sur la région de V404 Cyg en fonction du temps.

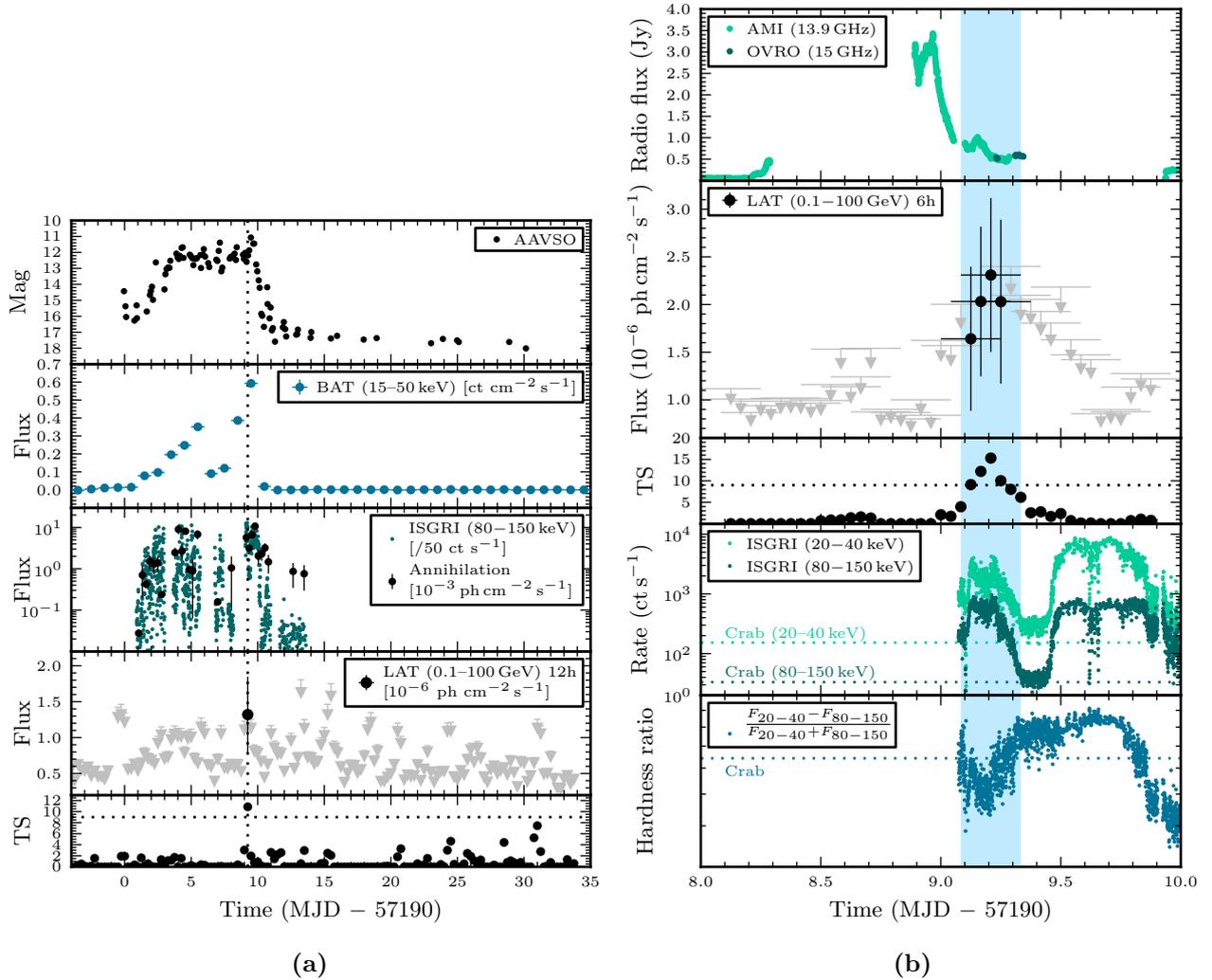
Comme les intervalles de temps considérés sont plus courts pour construire les courbes de lumière (LCs), il est possible d'utiliser la méthode *unbinned* (§5.3.1). Deux pas de temps sont présentés ici : une moyenne sur 12 h avec un décalage de 6 h de la fenêtre temporelle (fig. 10.5), ou bien une moyenne sur 6 h avec un décalage de 1 h entre les différentes mesures (fig. 10.7b). Le chevauchement des fenêtres temporelles d'analyse permet de repérer l'instant où le pic de l'émission transitoire a lieu. Le flux de photons  $\gamma$  dont l'énergie est supérieure à 100 MeV est dérivé, et tracé avec l'incertitude statistique à  $1\sigma$  associée. En revanche, si le TS (§5.4.3) est inférieur à 9, ce qui correspond à une détection à  $\lesssim 3\sigma$  (Mattox et al. 1996), une limite supérieure sur le flux HE à 95% est calculée selon la méthode de Helene (1991) et est visualisée dans les figures sous la forme d'une flèche grise.

L'exposition moyennée sur 12 h du LAT à la région de V404 Cyg au cours des observations varie entre  $\sim 1$  and  $\sim 4 \times 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}$  (fig. 10.6). L'exposition oscille autour d'une valeur moyenne de l'ordre de  $\sim 2.5 \times 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}$ . Cette valeur étant calculée pour 12 h son extrapolation sur sept ans de données est de l'ordre de  $\sim 10^{11} \text{ cm}^2 \text{ s}$ , conforme à l'exposition totale dérivée en fig. 5.3.

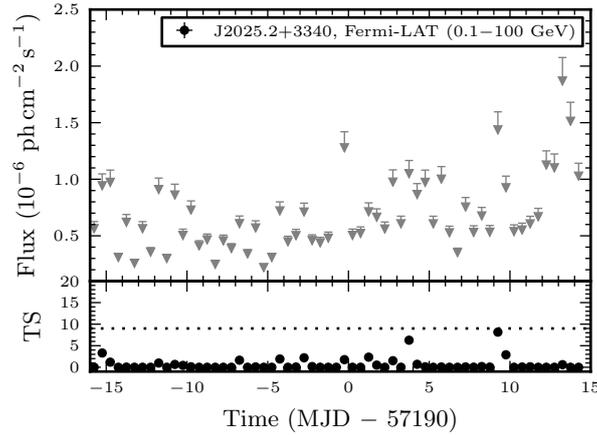
### Excès $\gamma$

L'étude de la variabilité, effectuée entre MJD 57140 et MJD 57225<sup>3</sup>, comprend bien évidemment la période de sursaut du microquasar, mise en évidence par les LCs optiques et X durs de la fig. 10.5. Il est notable de remarquer que V404 Cyg ne semble pas émettre un flux de rayons  $\gamma$  significatif sur la quasi-totalité de la période considérée. Cependant, la fig. 10.5 et la fig. 10.7, plus focalisée sur la période éruptive de V404 Cyg, mettent en évidence un excès  $\gamma$  proche de la LMXB aux environs de MJD 57199 (26 juin 2015). La date de significativité maximale de cet excès peut être estimée à MJD  $57199.2 \pm 0.1$  en se basant sur la fig. 10.7b qui expose le pas de temps le plus fin (6 h, décalées de 1 h). À la position de V404 Cyg, le pic de flux de photons  $\gamma$  est de  $F_\gamma = (2.3 \pm 0.8) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour un TS de 15.3. Cette valeur est moyennée sur 6 h et les erreurs citées sont purement statistiques. La caractérisation des incertitudes systématiques a été effectuée pour cette mesure et les paramètres spectraux ont été dérivés pour des valeurs extrêmes de l'aire effective (§5.4.1). Les résultats révèlent cependant que les incertitudes

3. Aucun excès  $\gamma$  n'est détecté lors de la ré-activation de V404 Cyg en décembre 2015.



**Figure 10.7** – Courbes de lumières du microquasar V404 Cyg durant son sursaut en juin 2015 présentées dans Loh et al. (2016a). Les panneaux sont décrits de haut en bas. **Fig. 10.7a** : magnitude optique (AAVSO, fig. 10.1) ; X durs par *Swift*/BAT (15–50 keV, Krimm et al. 2013) ; X durs par INTEGRAL/ISGRI (bande 80–150 keV, Rodriguez et al. 2015a) et flux d’annihilation à  $\sim 511$  keV (Siegert et al. 2016) ; flux  $\gamma$  moyenné sur 12 h par *Fermi*/LAT (0.1–100 GeV) ; TS. **Fig. 10.7b** : densité de flux radio par AMI (13.9 GHz) et OVRO (15 GHz) ; LC  $\gamma$  moyennée sur 6 h (décalage des fenêtres temporelles d’analyse de 1 h), la zone bleue correspond à la date préférentielle d’émission HE ; X durs par INTEGRAL/ISGRI en bandes 20–40 keV et 80–150 keV ; *hardness* ratio entre les bandes d’énergie d’INTEGRAL.



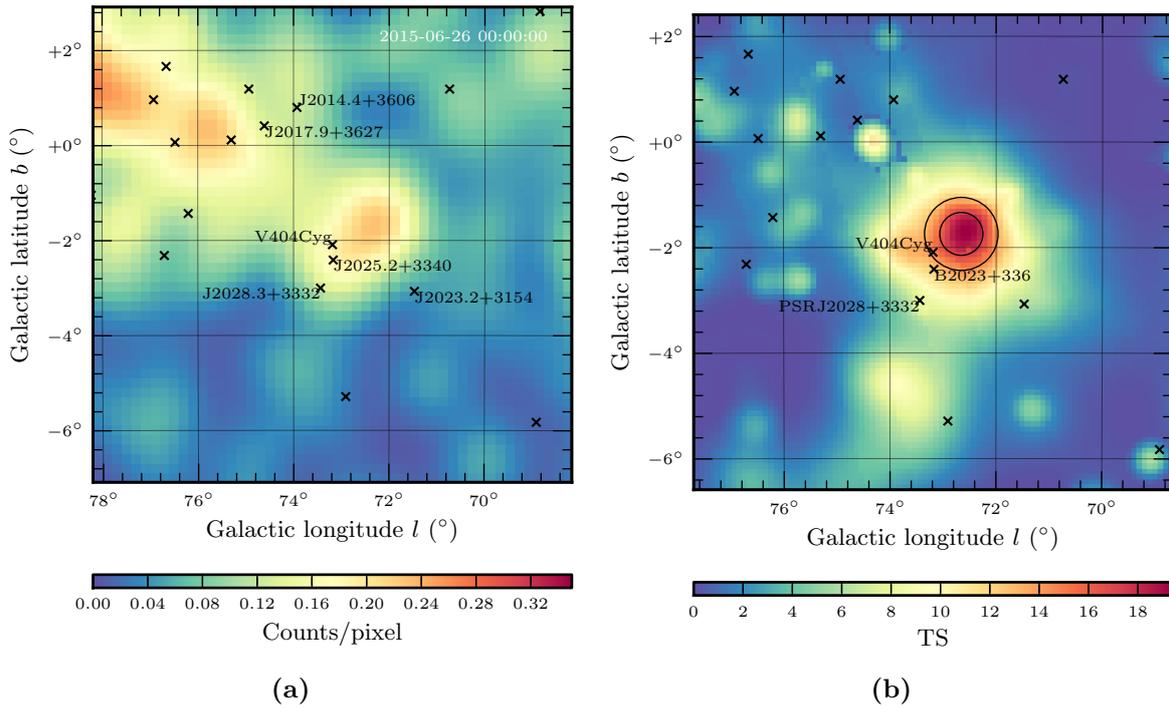
**Figure 10.8** – Courbe de lumière de l’émission  $\gamma$  (0.1–100 GeV) à la position de la source 3FGL J2025.2+3340 moyennée sur 12 h. Le modèle spectral de V404 Cyg est retiré. Il n’y a pas d’émission significative associée à ce blazar durant l’excès  $\gamma$  détecté.

statistiques dominant largement les systématiques, probablement parce que l’intervalle de temps considéré est court et que la significativité est faible. Le maximum sur 12 h, non représenté sur les fig. 10.5 et 10.7a car l’origine des intervalles de mesure est arbitraire, est de  $F_\gamma = (1.4 \pm 0.5) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour  $\text{TS} = 15.2$ . L’intervalle de temps a été soigneusement sélectionné et centré sur le pic à 6 h, il correspond à celui utilisé pour produire la fig. 10.9b. Le spectre de V404 Cyg en loi de puissance dérivé durant cet excès est très mou :  $F_\gamma \propto E^{-3.5 \pm 0.8}$ . La valeur du TS, sur 12 h, tombe à  $\sim 6$  si les photons d’énergie  $< 200 \text{ MeV}$  ne sont pas inclus dans l’analyse.

Afin d’assurer que l’excès observé ne provienne pas d’une source proche, s’activant par un malheureux hasard, la LC de la source *Fermi* la plus proche a aussi été calculée. Le point source V404 Cyg est retiré du modèle et la LC de 3FGL J2025.2+3340 sur 12 h est construite en laissant la normalisation de son spectre libre de varier (fig. 10.8). Ce blazar a notamment subi un épisode d’activité accrue en juillet 2009 qui a duré une dizaine de jours. Ce sursaut a été repéré par l’analyse *Fermi* automatique FAVA (*Fermi* All-sky Variability Analysis, Ackermann et al. 2013). 3FGL J2025.2+3340 est donc considéré comme une source variable dans le catalogue 3FGL (avec un indice de variabilité de 278.7, Kara et al. 2012 ; Ackermann et al. 2015b). La fig. 10.8 montre clairement que le blazar n’est pas détecté significativement sur 12 h au cours de la période de sursaut de V404 Cyg. La valeur maximum de son TS est de  $\sim 8.1$  à MJD 57199.25. Cette valeur de significativité, inférieure à celle reportée à la position de V404 Cyg, est cohérente avec l’excès  $\gamma$  observé. Comme le modèle de V404 Cyg n’est pas inclus, certains photons de l’excès ont pu être attribués à l’émission du blazar. Enfin, il est judicieux de remarquer qu’aucune activité en provenance de cet objet n’a été détectée malgré les nombreuses observations multi-longueurs d’onde focalisées sur cette région. Cette source sert aussi de source de calibration en phase, notamment pour les observations radio de V404 Cyg.

### 10.2.3 Carte de TS et localisation

La carte de TS (§5.4.4) est construite pour vérifier la localisation de l’excès  $\gamma$  observé dans les LCs. La fig. 10.9 illustre les cartes de l’émission et de TS, moyennées sur 12 h



**Figure 10.9** – Localisation de l'excès  $\gamma$  à la fin du sursaut de V404 Cyg (MJD 57199.2). Les sources *Fermi* du catalogue 3FGL sont représentées par des croix noires. **Fig. 10.9a** : carte de coups  $> 100$  MeV intégrée sur 12 h. **Fig. 10.9b** : carte de TS résiduel (0.1–2 GeV,  $0.1 \text{ pixel}^{-1}$ ). Les régions de confiance sur la localisation par `gtfindsrc` de l'excès à 68% et 95% sont indiquées par des cercles.

autour de la date du pic de TS (fig. 10.7b). La carte de l'émission, produite au moment du pic de TS (fig. 10.9a) indique visuellement la présence d'une source  $\gamma$  transitoire, *a priori* éloignée de la localisation des sources *Fermi* connues. La carte de TS (fig. 10.9b) révèle la significativité de l'émission résiduelle alors que le modèle d'émission de V404 Cyg n'est pas inclus. Le TS de l'émission  $\gamma$  entre 0.1 et 2 GeV est représenté. Au-delà de cette borne énergétique, l'émission de l'excès est totalement insignifiante. Le maximum de la distribution du TS sur la carte est un peu excentré par rapport au microquasar, et est d'environ  $\text{TS} = 20$  ( $\sim 4.5\sigma$ ).

L'outil de localisation `gtfindsrc` (§5.4.4) a été employé pour localiser le point source à l'origine de l'excès d'émission  $\gamma$ . Le résultat propose la meilleure vraisemblance pour une source située à  $\text{RA}(\text{J2000}) = 305^{\circ}31$ ,  $\text{Dec.} = 33^{\circ}63$ . Les analyses *unbinned* effectuées en déplaçant le modèle d'émission attribué à V404 Cyg vers ces coordonnées résultent sur une amélioration du TS comme cela est attendu. Sur 12 h le TS est de 19.5, alors que moyenné sur 6 h il est de 17.6. En revanche les flux dérivés ne changent pas significativement par rapport à ceux établis à la position réelle de V404 Cyg. Les régions de confiance, supposées circulaires et définies par les équations 5.20 et 5.21 sont  $r_{68} = 0^{\circ}43$  et  $r_{95} = 0^{\circ}69$  (fig. 10.9b).

La position ajustée de la source ponctuelle responsable de l'excès transitoire  $\gamma$  est localisée à  $0^{\circ}63$  de V404 Cyg, c'est-à-dire dans la région de confiance à 95% ( $2\sigma$ ) de rayon  $r_{95}$ . En ce qui concerne les autres sources *Fermi*, l'excès est éloigné de  $0^{\circ}84$  du blazar B2023+336 et  $1^{\circ}48$  du pulsar PSR J2028+3332 (3FGL J2028.3+3332, [Pletsch](#)

et al. 2012). Les deux sources les plus proches sont situées en dehors de r95 par rapport au centre de localisation. De plus, le pulsar n'est pas connu pour sa variabilité (avec un indice de 51.2 d'après le catalogue 3FGL).

Ces arguments conduisent à conclure qu'il est très peu probable que le sursaut  $\gamma$  observé tire son origine d'une source *Fermi* connue. Le microquasar V404 Cyg est le plus proche ce qui le désigne comme favori pour l'attribution de l'excès. Cependant, une association ferme souffre ici de deux handicaps : le niveau de significativité est relativement faible à la position de V404 Cyg (TS = 15.3) et la précision relative de la localisation ne permet pas d'attribuer l'émission à la LMXB sans ambiguïté.

## 10.3 Discussion

### 10.3.1 Probabilité de coïncidence temporelle et spatiale

#### Évènement aléatoire

La LC en fig. 10.5 présente une partie des résultats de  $n = 320$  mesures indépendantes, moyennées sur 6 h d'exposition aux rayons  $\gamma$ , de la quantité TS distribuée<sup>4</sup> selon un  $\chi^2$  à  $\delta_{\text{ddl}} = 2$  degrés de liberté (flux et indice de photon de la loi de puissance attribuée au spectre de V404 Cyg) considérée comme une variable aléatoire. La probabilité  $\mathcal{P}$  d'avoir, pour une  $i^{\text{e}}$  mesure, une valeur de TS au dessus d'un seuil  $\mathcal{S}$  s'écrit

$$\mathcal{P} = \Pr\{\text{TS}_i \geq \mathcal{S}\}. \quad (10.1)$$

Alors que  $n$  tirages indépendants sont réalisés, la probabilité  $\mathcal{P}_n$  qu'une unique valeur – maximale – adoptée par le TS sur ces  $n$  mesures soit supérieure au seuil  $\mathcal{S}$  est :

$$\mathcal{P}_n = \Pr\{\exists! i \in [0; n], \max(\text{TS}_i) \geq \mathcal{S}\}. \quad (10.2)$$

Cela équivaut à calculer la probabilité que toutes les mesures de la variable aléatoire TS, exceptée une, apportent un résultat inférieur à  $\mathcal{S}$  :

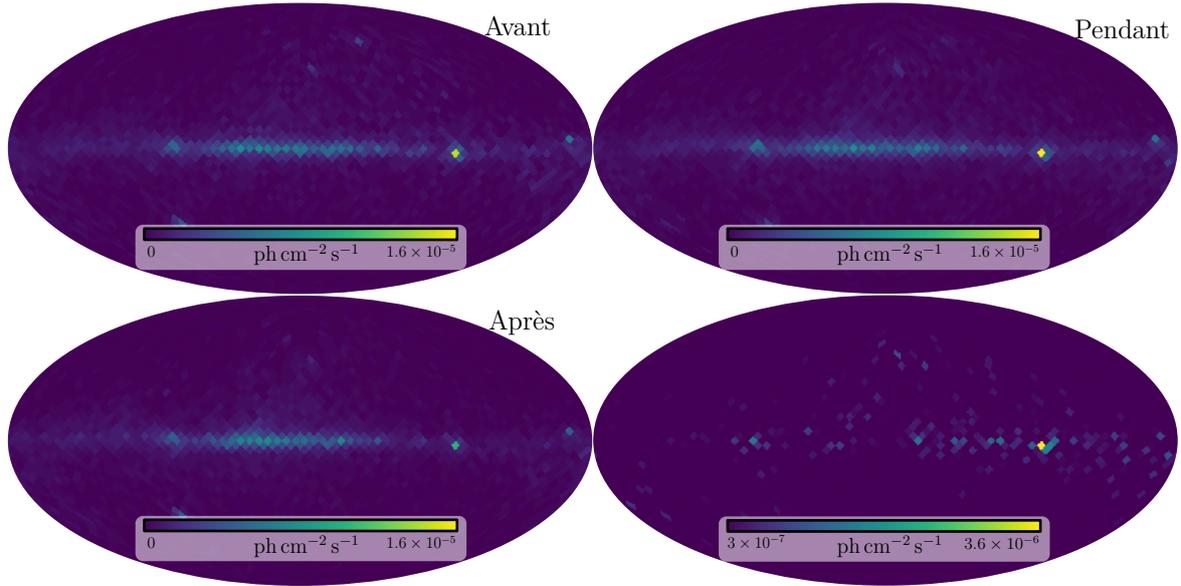
$$1 - \mathcal{P}_n = \Pr\{\forall i \in [0; n - 1], \text{TS}_i < \mathcal{S}\} = \prod_i^{n-1} \Pr\{\text{TS}_i < \mathcal{S}\}. \quad (10.3)$$

Or, d'après la définition de  $\mathcal{P}$  précédente (éq. 10.1),  $\Pr\{\text{TS}_i < \mathcal{S}\} = 1 - \mathcal{P}$ . Par conséquent la probabilité d'obtenir une mesure au-dessus du seuil  $\mathcal{S}$  parmi  $n$  mesures indépendantes est donnée par :

$$\mathcal{P}_n = 1 - (1 - \mathcal{P}[\delta_{\text{ddl}}, \mathcal{S}])^{n-1}. \quad (10.4)$$

La distribution de TS concernant la détection de V404 Cyg suit la loi du  $\chi^2$  à  $\delta_{\text{ddl}} = 2$  degrés de liberté. En choisissant  $\mathcal{S} = 15.3$ , le seuil correspondant au maximum mesuré sur 6 h à la position du microquasar, la probabilité est  $\mathcal{P} \simeq 4.76 \times 10^{-4}$  d'obtenir  $\mathcal{S}$  pour une mesure. Et donc, d'après l'équation 10.4,  $\mathcal{P}_n \sim 14\%$ . Il y aurait donc 14% de chance de mesurer un tel niveau de TS dû à une fluctuation statistique parmi l'échantillon considéré. Ceci rendrait la détection peu significative.

4. D'après le théorème de Wilks (Wilks 1938).



**Figure 10.10** – Ciel  $\gamma$  en coordonnées HEALpix avec un indice de résolution de 5. Le flux de photon  $\gamma$  est moyenné sur 12 h avant, pendant et après la détection de l’excès  $\gamma$ . La dernière carte, en bas à droite, représente la différence entre la moyenne des signaux et l’émission céleste observée lors de l’excès.

### Détection durant le sursaut

Reprenons les calculs précédents en posant une question différente : quelle est la probabilité que l’excès d’émission  $\gamma$  survienne durant les  $\sim 10$  jours du sursaut de V404 Cyg parmi toutes les mesures effectuées ? En suivant le même type de raisonnement, cette probabilité  $\mathcal{P}_k$  est la probabilité qu’une unique mesure parmi les  $k = 40$  effectuées pendant le sursaut (6 h par mesure sur 10 jours) présente un  $\text{TS} \geq \mathcal{S}$  et que le reste des mesures soient négatives :

$$\mathcal{P}_k = (1 - \mathcal{P}[\delta_{\text{ddl}}, \mathcal{S}])^{n-k} \times [1 - (1 - \mathcal{P}[\delta_{\text{ddl}}, \mathcal{S}])^{k-1}]. \quad (10.5)$$

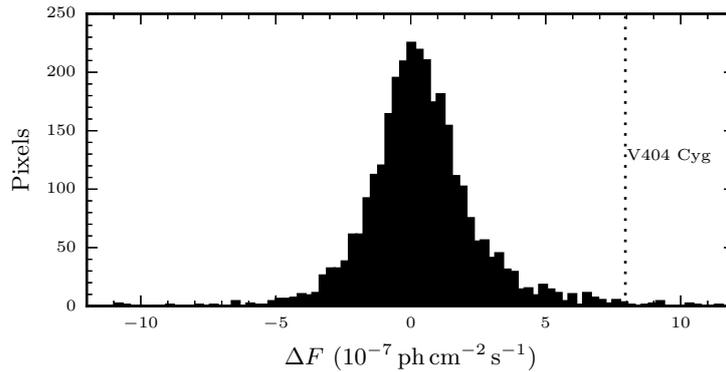
La probabilité de mesurer un  $\text{TS} \geq 15.3$  durant le sursaut de V404 Cyg parmi l’échantillon analysé est donc  $\mathcal{P}_k \sim 1.6\%$ .

### Phénomènes transitoires dans le ciel $\gamma$

Considéré individuellement, le  $\text{TS}$  de l’excès  $\gamma$  reporté n’est pas suffisant pour justifier la détection d’une nouvelle source. Cependant sa coïncidence temporelle avec le sursaut de V404 Cyg, observé à d’autres longueurs d’onde apporte un argument pour une éventuelle association.

À paramètre temporel fixé, posons-nous maintenant la question de savoir si des variations de flux telles que celles observées en fig. 10.9a à proximité de V404 Cyg sont courantes dans le ciel  $\gamma$  vu par le LAT ? Afin d’y répondre, décomposons le ciel suivant des pixels de taille identique. La représentation du ciel HEALPix<sup>5</sup> (acronyme de

5. [http://lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb\\_pixelcoords.cfm](http://lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb_pixelcoords.cfm) liste les propriétés d’une division du ciel suivant HEALPix : nombre de pixels, séparation angulaire et surface couverte.



**Figure 10.11** – Nombre de pixels du ciel en fonction de l'écart à la moyenne  $\Delta F$ . Le pixel contenant l'excès  $\gamma$  et V404 Cyg présente un flux différentiel de  $\sim 7.9 \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization) permet de diviser la sphère céleste de sorte que chaque pixel couvre une même surface. Afin de déterminer le nombre adéquat de pixels permettant d'échantillonner le ciel  $\gamma$ , il faut estimer la PSF caractéristique de l'émission observée. L'outil `gtpsf` des Science Tools de *Fermi* détermine la PSF à différentes énergies. En pondérant ces différentes PSF par le spectre énergétique de l'excès  $\gamma$  détecté ( $\sum[\text{PSF}_{E_i} \times E_i^{-3.5}] / \sum[E_i^{-3.5}]$ ) nous obtenons une PSF représentative dont la demi-largeur à mi-hauteur est  $\sim 1.5$ . L'échantillonnage doit donc être légèrement supérieur à cette valeur pour respecter les critères de Nyquist/Shannon.

La fig. 10.10 illustre les cartes HEALpix produites avec un indice de résolution de 5, correspondant à décomposer le ciel suivant 12288 pixels séparés de  $1.8$ . Ces cartes représentent le flux  $\gamma$  vu par *Fermi* qui tient compte des sélections sur les événements (§10.2.1). Trois cartes présentent le signal moyenné sur 12 h, avant, pendant et après la détection de l'excès  $\gamma$ . La quatrième représente la différence  $|\Delta F| = |\langle \text{Avant, Après} \rangle - \text{Pendant}|$ . La probabilité d'obtenir une fluctuation équivalente à celle de l'excès  $\gamma$  est estimée en comparant le nombre de pixels pour lesquels la valeur absolue du flux différentiel est supérieure à celle contenant V404 Cyg et l'excès par rapport au nombre total de pixels (histogramme de la différence en fig. 10.11). En étant très conservatif sur le seuil, nous estimons que seuls  $\sim 3\%$  des pixels présentent une différence notable de leur émission. Ainsi, en combinant les probabilités estimées sur la coïncidence temporelle de l'excès observé et sur la variation de flux  $\gamma$  dans le ciel, nous estimons qu'il existe une probabilité de  $\sim 5 \times 10^{-4}$  d'obtenir un tel point source fortuit lors du sursaut de V404 Cyg. Ces arguments, en plus du comportement multi-longueurs d'onde de la source en corrélation (§10.3.2), renforcent le postulat d'une détection d'un signal  $\gamma$  HE transitoire associé avec la LMXB V404 Cyg à la fin de son sursaut en juin 2015.

### 10.3.2 Comportement multi-longueurs d'onde

Suite au démarrage du sursaut le MJD 57188, V404 Cyg a exhibé une forte activité de la radio jusqu'aux rayons X durs pendant une dizaine de jours. Les niveaux d'émission les plus intenses ont été atteints à la fin du sursaut, tout comme la détection de l'excès  $\gamma$  que nous rapportons. Parmi les nombreuses éruptions radio observées (présentées dans

l'*Extended Data Fig. 1* de Muñoz-Darias et al. 2016), la plus brillante survient juste avant la décroissance du sursaut. Il est notable de remarquer que le pic radio à 3.4 Jy observé par AMI (Arcminute Microkelvin Imager à 13.9 GHz), survient  $\sim 6$  h avant le pic d'émission  $\gamma$  (fig. 10.7b). Les données radio à 15 GHz par OVRO (Owens Valley Radio Observatory), ainsi que les résultats provenant du VLA et du VLBA (communication par J. Miller-Jones), et RATAN (Trushkin et al. 2015a), semblent indiquer qu'il n'y ait pas d'autres éruptions majeures manquées aux alentours de MJD 57198–57200.

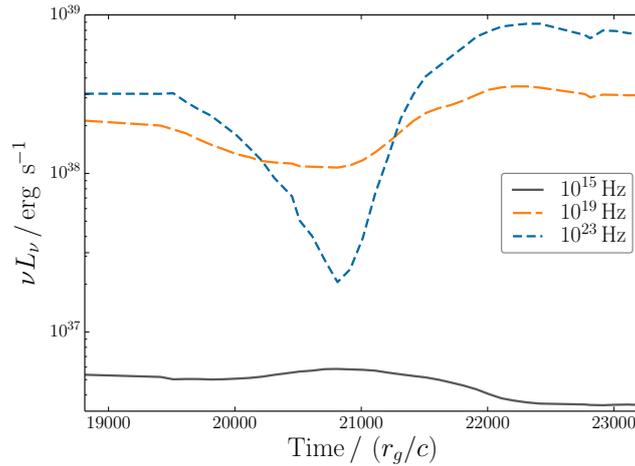
En ce qui concerne les rayons X durs, les éruptions les plus intenses atteignent des niveaux équivalant à  $\sim 57$  Crab en bande 20–40 keV et se produisent  $\sim 14$  h après l'éruption radio majeure (i.e., à partir de MJD 57199.5 au cours de la révolution INTEGRAL 1557). Ce maximum est néanmoins précédé d'une autre éruption X durs aux alentours de MJD 57199.2, en parfaite coïncidence avec l'excès  $\gamma$  (fig. 10.7b). Bien que l'intensité de cette émission en bande 20–40 keV soit inférieure à l'éruption suivante, son flux en bande 80–150 keV est supérieur. Il correspond d'ailleurs au maximum de l'émission 80–150 keV, c'est-à-dire  $\sim 29$  Crab, sur toute la durée du sursaut (fig. 10.7a).

Comme cela a été abordé en §10.1.3, l'activité radio et rayons X entre MJD 57198–57200 est accompagnée par une détection de la raie d'annihilation de paires  $e^+/e^-$  (fig. 10.7a, Siegert et al. 2016). Les variations du flux d'annihilation suivent globalement l'évolution du flux de rayons X durs au cours de ces deux jours. Siegert et al. (2016) présentent également une analyse LAT des données enregistrées lors du pic d'émission de positrons, c'est-à-dire MJD 57199.616–57200.261, consécutivement à l'excès  $\gamma$  que nous observons. La limite supérieure sur le flux HE qu'ils dérivent est de  $8 \times 10^{-7}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  en parfaite adéquation avec l'estimation de la limite supérieure pour la même période dans notre analyse :  $8.7 \times 10^{-7}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ , même si celle que nous obtenons est légèrement supérieure. Ceci peut s'expliquer par les sélections effectuées sur les types de PSF. Moins de photons sont considérés et les limites supérieures sur le flux  $\gamma$  sont donc un peu moins contraintes.

Après MJD 57200, l'activité et les niveaux d'émission décroissent fortement à toutes les longueurs d'onde (fig. 10.7a). L'émission  $\gamma > 100$  MeV révélée par *Fermi*/LAT apparaît donc liée aux dernières éruptions de V404 Cyg, précédant l'émission la plus lumineuse de 511 keV avant qu'elle ne décroisse.

### 10.3.3 Émission HE en provenance du jet ?

L'observation d'une émission  $\gamma$  associée à une période d'activité radio en recrudescence et une transition marquée vers des états spectraux en rayons X plus *soft* (*hardness* en fig. 10.7b), rappelle le cas de Cyg X–3 évoqué en §2.3.3. L'émission  $\gamma$  de cette HMXB survient lorsque la densité de flux radio est supérieure à  $\sim 0.2$  Jy et que l'émission en rayons X est relativement *soft* (Corbel et al. 2012). Comparons les luminosités HE observées des microquasars Cyg X–3 et V404 Cyg. La luminosité de V404 Cyg est  $\sim 2 \times 10^{35} (d/2.4 \text{ kpc})^2 \text{ erg s}^{-1}$  au pic de flux le MJD 57199.2. Cette valeur est inférieure d'un facteur 5 à la luminosité typiquement mesurée dans le cas de Cyg X–3. La luminosité  $\gamma$  de V404 Cyg ne représente qu'une infime fraction de la luminosité totale du sursaut qui a atteint  $\sim 2 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$  (Rodriguez et al. 2015a). Il est possible que l'émission à plus de 100 MeV soit intrinsèquement bien plus faible pour la LMXB que pour Cyg X–3, ou encore que les facteurs de Lorentz des particules en jeu et l'orientation des jets relativistes causent différentes amplifications relativistes (§3.1, Grenier



**Figure 10.12** – Luminosités optique, rayons X et  $\gamma$  durant une inversion de polarité magnétique, lors de la destruction de la configuration MAD et du lancement de l’éjection majeure. La luminosité  $\gamma$  est supérieure après l’évènement transitoire. **Crédits** : O’ Riordan et al. (2016).

et al. 2005). De telles hypothèses pourront être testées grâce à l’imagerie VLBI éventuellement capable de résoudre les jets en contraignant l’énergie transportée ainsi que leur orientation. Dans tous les cas, il est très probable que nous ayons détecté l’éruption HE la plus brillante du sursaut, presque à la limite de sensibilité de *Fermi*/LAT.

V404 Cyg semble rester dans un état dur ou intermédiaire (§2.2) au cours de ce sursaut (Rodriguez et al. 2015a ; Jenke et al. 2016 ; Radhika et al. 2016 ; Kimura et al. 2016). Les études entreprises dans le but d’observer l’émission de rayons  $\gamma$  de haute énergie du microquasar Cyg X–1 semblent également indiquer que les éventuelles détections sont associées avec l’état dur de la source (Bodaghee et al. 2013 ; Malyshev et al. 2013 ; Zanin et al. 2016 ; Zdziarski et al. 2016). Bodaghee et al. (2013) ont montré que les 21 mesures du flux HE, moyennées sur un jour, pour lesquelles  $TS > 9$  à la position de la source, apparaissent majoritairement lorsque Cyg X–1 est dans un état dur ou intermédiaire. Peu de temps après, Malyshev et al. (2013) ont obtenu un  $TS \sim 15$  en analysant toutes les périodes associées à l’état *hard* contrastant avec une non-détection lorsque ce même processus a été appliqué à l’état *soft*. L’émission  $\gamma$  de Cyg X–1 n’est pas une simple extrapolation du rayonnement produisant un spectre en loi de puissance jusqu’à des énergies  $> 100$  keV, associé à l’émission non-thermique d’une couronne ou de la base du jet (Rodriguez et al. 2015b). En effet, les modèles suggèrent que ce rayonnement HE est localisé ailleurs, et qu’il est très probablement associé à l’émission non-thermique du jet (Malyshev et al. 2013). La simultanéité entre les observations de rayons  $\gamma$  et de raies d’annihilation de paires  $e^+/e^-$  en provenance de V404 Cyg renforce cette idée. Une émission significative à 511 keV est prédite dans les modèles de rayonnement de la couronne lorsque les paires de leptons sont non-thermiques et que la couronne est très dense, ce qui implique que les photons  $> 100$  MeV sont quasiment tous absorbés (e.g., Svensson 1987). Les rayons  $\gamma$  de haute énergie doivent donc provenir d’une région autre que celle de la couronne, très opaque à ce rayonnement.

Comment expliquer le rayonnement  $\gamma$  observé grâce à *Fermi*/LAT en supposant qu’il soit bien associé à V404 Cyg ? Une hypothèse intrigante fait intervenir le mécanisme de Blandford-Znajek (BZ, décrit en §1.2.2, Blandford & Znajek 1977). Il est possible

que l'éjection radio majeure observée 6 h avant l'excès  $\gamma$  (fig. 10.7b) soit associée à la destruction d'un jet qui puise son énergie à travers le processus BZ. Les simulations numériques indiquent notamment que ce mécanisme est très efficace<sup>6</sup> lorsque le flux magnétique, transporté par un épais flot d'accrétion, s'agglomère pour former un disque magnétiquement gelé (ou MAD pour Magnetically-Arrested Disk, Narayan et al. 2003) proche du trou noir (Tchekhovskoy et al. 2011 ; McKinney et al. 2012). Récemment, O' Riordan et al. (2016) ont montré qu'une telle configuration pouvait conduire à l'émission de rayonnement haute énergie dans l'état dur, résultant de la diffusion Compton Inverse de photons synchrotron en provenance du jet ou du disque d'accrétion. Par contraste, l'émission  $\gamma$  serait faible tant que le flux magnétique en accumulation n'est pas capable de briser l'accrétion standard dans la configuration MAD. Selon ces théories, l'éjection majeure transitoire perçue en radio survient lorsque le MAD est détruit par reconnexion magnétique, suite à l'arrivée de flux magnétique de polarité opposée (Dexter et al. 2014). Suite à l'éjection, l'accrétion reprend son cours. Du flux magnétique s'accumule à nouveau pour former un MAD et des jets sont reconstruits. Dans une application très intéressante aux observations présentées ici, O' Riordan et al. (2016) indiquent que le nouveau jet est une source plus intense de rayons  $\gamma$  par rapport au jet prédécesseur de l'éjection (fig. 10.12). Ainsi, nous suggérons que l'émission  $\gamma$  à haute énergie du microquasar V404 Cyg lors de son sursaut en juin 2015 puisse être due à la reprise active temporaire d'un jet BZ puissant.

---

6. Très efficace signifie qu'une fraction  $> 100\%$  de l'énergie accrétée peut être libérée sous forme de jets relativistes, emportant ainsi une partie de l'énergie de rotation du trou noir.

Partie **4**

**Couplage  
accrétion/éjection  
des microquasars**



---

# Instabilité du jet compact du microquasar V404 Cygni en quiescence

---



---

<b>11.1 Observations et réduction des données . . . . .</b>	<b>180</b>
11.1.1 Planification du suivi multi-longueurs d’onde . . . . .	180
11.1.2 Coupure spectrale à haute énergie . . . . .	180
11.1.3 Observations radio avec le VLA . . . . .	182
11.1.4 Traitement des données radio . . . . .	183
<b>11.2 Émission radio variable . . . . .</b>	<b>184</b>
11.2.1 Densité de flux et polarisation . . . . .	184
11.2.2 Variabilité et corrélation avec les rayons X . . . . .	185
11.2.3 Variabilité spectrale . . . . .	186
<b>11.3 Discussion des résultats . . . . .</b>	<b>188</b>
11.3.1 Corrélation radio/rayons X . . . . .	188
11.3.2 Variabilité spectrale induite par scintillation . . . . .	188
11.3.3 Instabilité du jet compact . . . . .	189

---

**L**E MICROQUASAR V404 Cygni est entré dans une phase d’activité exceptionnelle pendant une dizaine de jours en juin 2015. Ce sursaut a été observé à toutes les longueurs d’onde, de la radio aux rayons  $\gamma$  de haute énergie, en passant par l’optique et les rayons X. Le descriptif complet de cet épisode se trouve au chapitre 10. Ce sursaut a marqué la fin d’une longue période de quiescence, 26 ans après la dernière éruption en mai 1989 (Makino et al. 1989).

L’étude des BHBs en état de quiescence (§2.1.1) permet de sonder la physique de l’accrétion et de l’éjection mise en œuvre lors des phases les moins intenses. Les niveaux de luminosité en rayons X sont de l’ordre de  $10^{30}$ – $10^{33}$  erg s<sup>-1</sup> (e.g., Garcia et al. 2001) alors que lors d’un sursaut, les BHBs peuvent émettre une luminosité de  $10^{36}$ – $10^{40}$  erg s<sup>-1</sup> (e.g., Tetarenko et al. 2016), voire  $\sim 10^{35}$  erg s<sup>-1</sup> (e.g. au chapitre 12 dans le cas de GRS 1739–278). En conséquence, la plupart des BHBs ont été découvertes et étudiées lors des phases éruptives les plus brillantes. Les propriétés de l’émission en quiescence sont donc encore peu contraintes. Alors que les BHBs se trouvent dans un état spectral semblable à l’état *hard* au cours de leur phase de faible d’activité (Tomsick et al. 2004), un spectre en rayons X plus mou (*softening*) a été mis en évidence par Corbel et al. (2006) pour la source XTE J1550–564 (table 1.1) observée avec *Chandra*. Contrairement

aux suppositions initiales, cette propriété spectrale serait partagée par toutes les BHBs, qu’elles soient caractérisées par une courte période orbitale ( $<60$  h) ou bien par des plus longues comme celle de  $\sim 6.5$  d (§10.1.1) de V404 Cyg (Corbel et al. 2008 ; Plotkin et al. 2013).

Du fait de l’intensité de son émission, V404 Cyg est ainsi régulièrement pris pour exemple pour contraindre les modèles de rayonnement des BHBs dans l’état quiescent (e.g., Narayan et al. 1996). L’émission radio en provenance d’un jet compact auto-absorbé ne semble pas varier significativement sur des intervalles de temps de plusieurs heures (en considérant une source standard comme GX 339–4, Corbel et al. 2000). Cependant Hynes et al. (2004) ; Miller-Jones et al. (2008) ; Hynes et al. (2009) ont rapporté une variabilité à plus courte échelle temporelle. Ces derniers auteurs indiquent également que les variations de luminosité radio et X ne sont pas significativement corrélées sur ces échelles de temps, alors qu’à long terme, V404 Cyg présente une corrélation  $L_r/L_X$  visible sur près de cinq ordres de grandeur (Corbel et al. 2008). Ce chapitre présente brièvement les résultats de la caractérisation des émissions quiescentes de rayons X/radio de V404 Cyg lors d’un suivi en décembre 2013. L’étude est publiée dans la revue *The Astrophysical Journal* (Rana et al. 2016) et peut également être consultée en annexe §A.5.

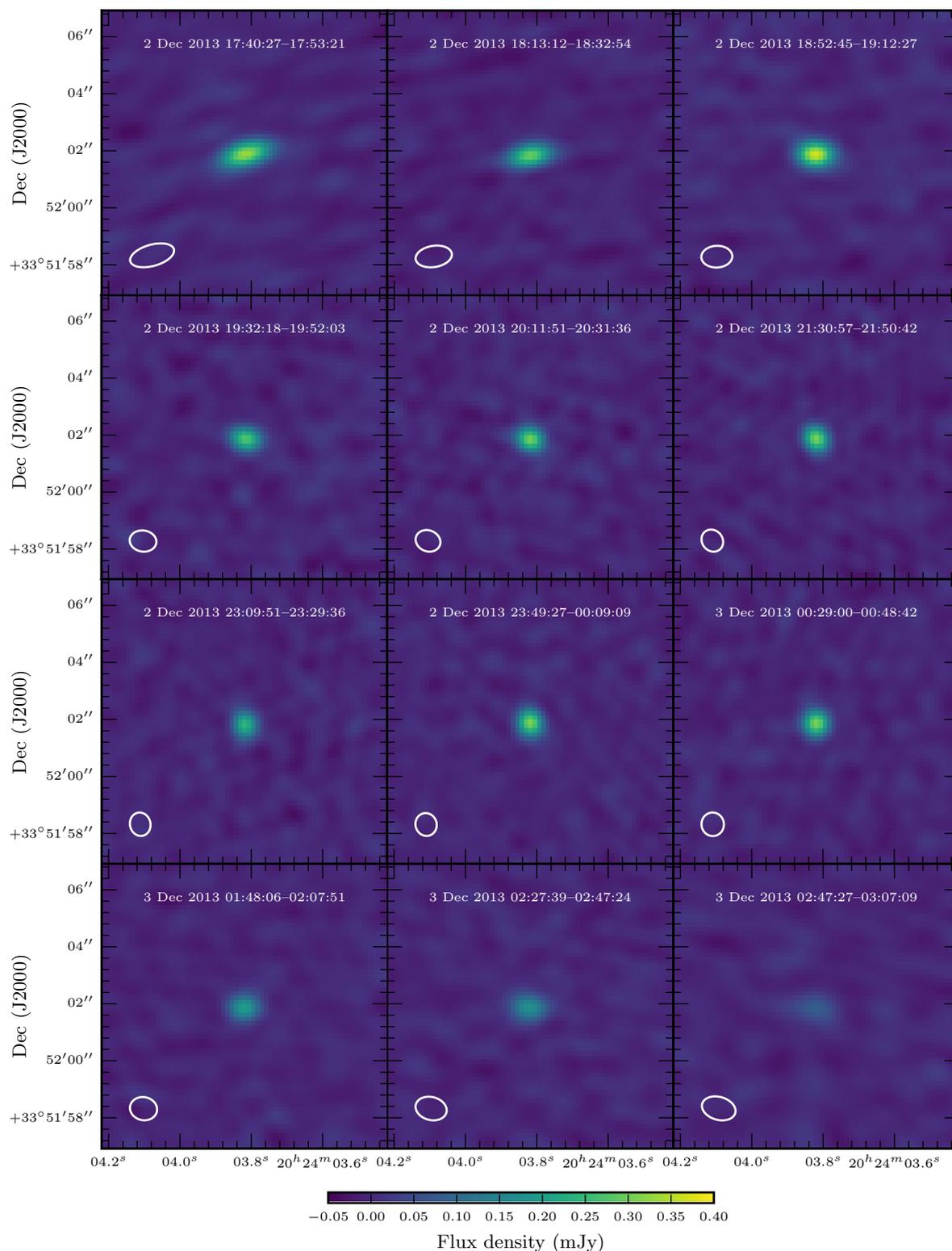
## 11.1 Observations et réduction des données

### 11.1.1 Planification du suivi multi-longueurs d’onde

V404 Cyg a été la cible d’une campagne de suivi multi-longueurs d’onde avec les satellites *XMM-Newton* (0.3–10 keV, Jansen et al. 2001) et *NuSTAR* (3–79 keV, Harrison et al. 2013) ainsi qu’avec le réseau interférométrique radio Very Large Array (chapitre 6, 4.7–8 GHz, Perley et al. 2011) afin de couvrir ses propriétés radiatives sur une large bande de longueurs d’onde. Le microquasar a été observé simultanément avec les deux satellites sensibles aux rayons X le 13 et le 14 octobre 2013 pour des expositions totales de 150 ks et 52 ks respectivement pour *NuSTAR* et *XMM-Newton*. Du fait de l’arrêt des activités gouvernementales fédérales aux États-Unis (1<sup>er</sup>–16 octobre 2013), les observations simultanées avec le VLA ont été annulées. Cependant, des observations additionnelles furent planifiées ultérieurement et V404 Cyg a pu être imagé simultanément avec *NuSTAR* (24.9 ks) et le VLA (36 ks) le 2–3 décembre 2013. Les détails de l’analyse de données rayons X sont présentés en §A.5. Après un bref résumé des principaux résultats de l’analyse en rayons X en §11.1.2, je m’attache à décrire par la suite la contribution radio que j’ai traitée pour cette étude.

### 11.1.2 Coupure spectrale à haute énergie

L’émission de V404 Cyg en rayons X présente une variabilité significative d’un facteur 4–5 sur une échelle de quelques heures dans la bande énergétique 0.5–10 keV mesurée par *XMM-Newton*. Une variabilité à plus courte échelle temporelle,  $<30$  min, est perceptible. À plus haute énergie, en bande 3–25 keV, *NuSTAR* détecte également une variabilité significative suggérant que le comportement éruptif se poursuit en rayons X durs. Les observations *NuSTAR* suggèrent la présence de 6–7 éruptions de V404 Cyg (fig. 3 de



**Figure 11.1** – Échantillon d’images de V404 Cyg avec le VLA au cours de l’observation. Chaque image est moyennée sur deux scans consécutifs dans la bande 6.94–7.96 GHz. L’évolution de la forme de la PSF synthétisée traduit la variation de l’élévation au cours du programme. Une variabilité significative est visible à l’œil nu.

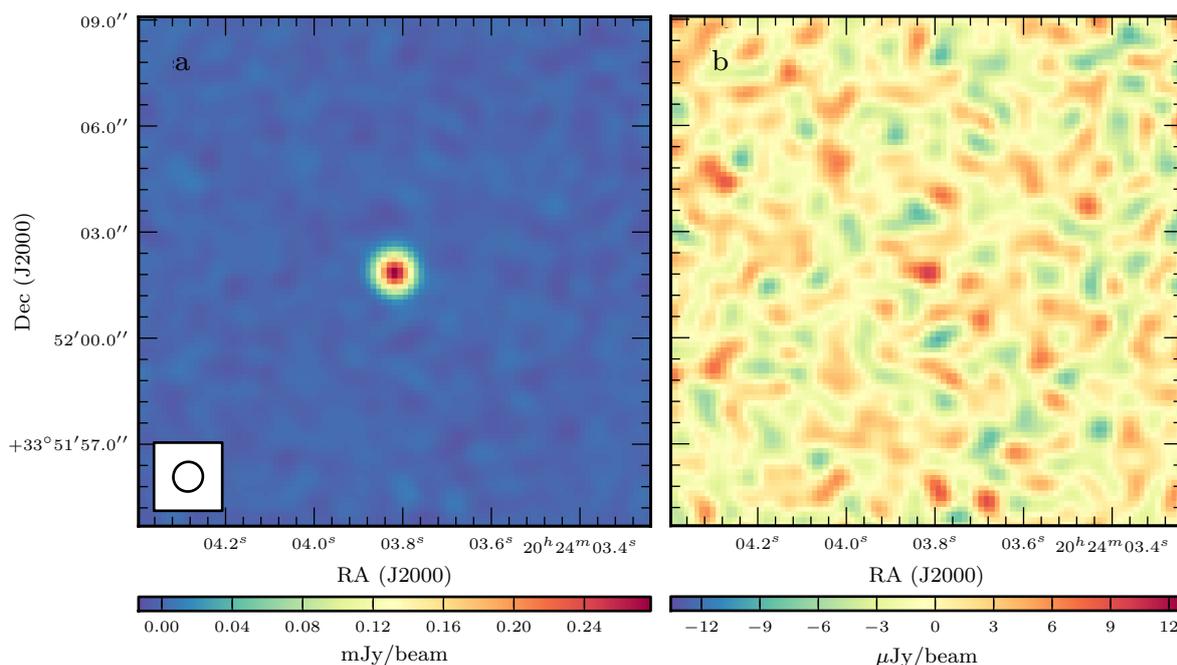
Rana et al. 2016). Les données simultanées se révèlent être fortement corrélées.

Les analyses des rayons X ne mettent pas en évidence une variation spectrale au cours du temps. Les spectres dérivés des données *XMM-Newton* s'ajustent avec une loi de puissance absorbée d'indice de photon  $\Gamma = 2.04 \pm 0.08$  et une densité de colonne de  $N_{\text{H}} = (1.18 \pm 0.09) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . L'indice de photon dérivé des observations *NuSTAR* est  $\Gamma = 2.35 \pm 0.12$ . Le rapport de *hardness* calculé entre les bandes 3–8 keV et 8–30 keV ne révèle pas plus de variabilité (en accord avec les études précédentes, Hynes et al. 2009 ; Bernardini & Cackett 2014). L'ajustement joint des données des deux satellites suggère un indice de photon global  $\Gamma = 2.12 \pm 0.07$  pour une luminosité de  $(8.9 \pm 0.5) \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  en bande 0.3–30 keV (notamment en accord avec la valeur  $\Gamma = 2.17 \pm 0.13$  dérivée par Corbel et al. 2008). Le spectre indique également la présence d'une coupure exponentielle pour une énergie de  $20_{-7}^{+20} \text{ keV}$ , significative à un niveau de  $3\sigma$ . Cette caractéristique est mesurée pour la première fois dans le cas de V404 Cyg en quiescence. Elle ne peut être causée par des photons émis par rayonnement Compton Inverse sur des électrons thermiques car la luminosité en rayons X serait  $\sim 60$  fois supérieure à celle observée. Le rayonnement bremsstrahlung des électrons thermiques présents dans le flot d'accrétion radiativement inefficace pourrait également produire un spectre avec une coupure (Rana et al. 2016). Il est également possible que le spectre en rayons X s'explique par l'émission synchrotron associée à la base d'un jet compact (e.g., Markoff et al. 2005). Ces modèles sont susceptibles de produire une coupure exponentielle dans un spectre en loi de puissance.

### 11.1.3 Observations radio avec le VLA

V404 Cyg a été observé avec le VLA (projet 13B-016, PI : Stéphane Corbel) entre le 2 et le 3 décembre 2013 pour une exposition sur la source d'environ 9 h. Le réseau était alors dans la configuration B (§6.2.3). Le récepteur utilisé est le C (§6.3.2). Deux sous-bandes de 1024 MHz ont été sélectionnées et centrées sur 5.25 et 7.45 GHz. Ces dernières sont elles-mêmes décomposées en huit fenêtres spectrales de  $64 \times 2 \text{ MHz}$  canaux, offrant ainsi une couverture fréquentielle entre 4.74–7.96 GHz.

Le quasar 3C 286 (J1331+3030) a été utilisé pour la calibration de la bande passante et pour fixer l'échelle d'amplitude de la densité de flux. Par sécurité en cas de corruption des données de 3C 286, une autre source de calibration primaire, J0137+3309, a elle aussi été observée. Au cours de l'observation, V404 Cyg est passé par le zénith local de Socorro au Nouveau Mexique. Étant donné que les antennes du VLA peuvent éventuellement rencontrer des problèmes de pointage à cette élévation, il a été préféré d'observer J0137+3309 plutôt que V404 Cyg à cette période. Finalement, les données de 3C 286 se sont révélées parfaitement exploitables et J0137+3309 n'a donc pas été utilisé lors de la calibration. La source compacte proche J2025+3343 (éloignée de  $0^{\circ}28$  de V404 Cyg, précédemment évoquée au chapitre 10) a été utilisée pour calibrer les gains en phase et en amplitude. Des cycles de 10 min d'observation (scan) sont alloués à V404 Cyg en alternance avec 36 s d'exposition sur cette source de calibration secondaire. Enfin, deux scans ont été alloués à la source compacte non-polarisée J2355+4950 afin de calibrer les pertes de polarisation.



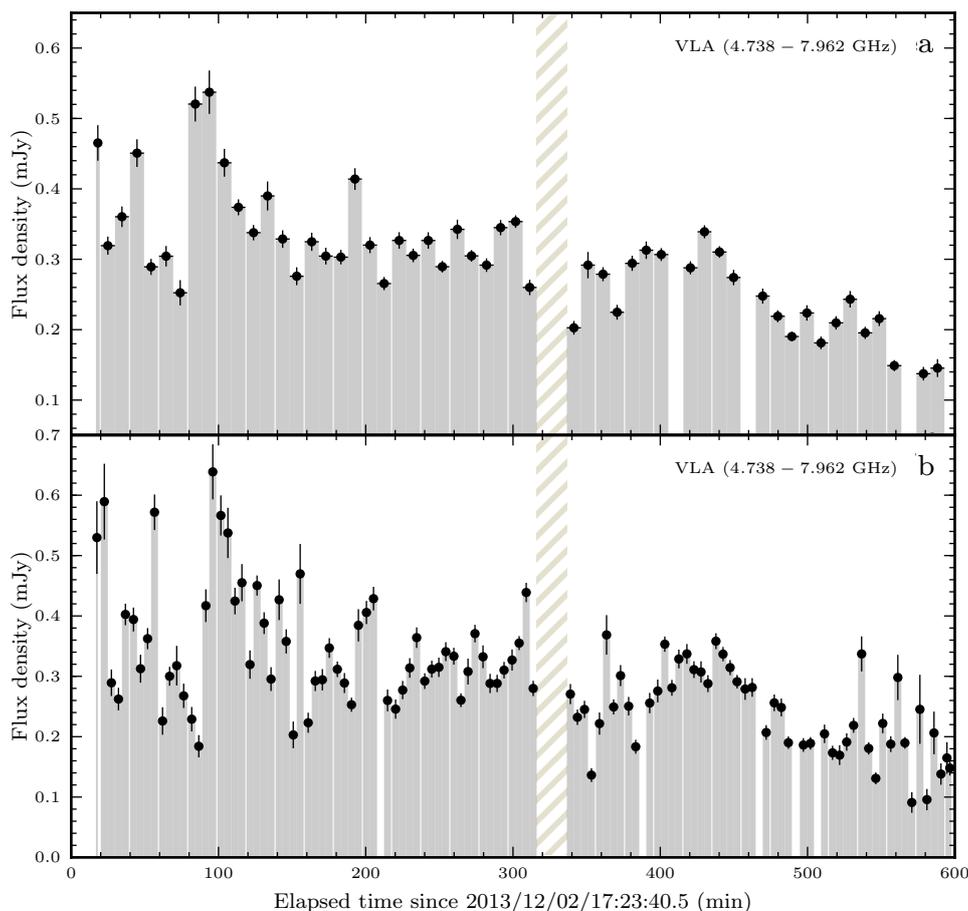
**Figure 11.2** – Résultats de l’analyse en bande 6.94–7.45 GHz intégrée sur toute la période d’observation. **a** : image finale en paramètre de Stokes  $I$  après déconvolution de la PSF. V404 Cyg apparaît comme un point source. **b** : résidus après l’application de l’algorithme CLEAN. Leur distribution est homogène et leur amplitude ne dépasse pas une dizaine de  $\mu\text{Jy}$ . Ils sont ajoutés à l’image du modèle convolué par le *clean beam* (§7.3.4).

#### 11.1.4 Traitement des données radio

L’édition des données, la calibration et les procédures d’imagerie ont été effectuées grâce au logiciel CASA (version 4.1.0, McMullin et al. 2007) selon les méthodes décrites au chapitre 7. Les propriétés physiques des sources de calibration ont été employées telles qu’elles sont listées dans Perley & Butler (2013a,b). 3C 286 est connu pour présenter une fraction de polarisation linéaire<sup>1</sup> relativement stable de 11.2% en bande C avec un angle de polarisation de  $66^\circ$  (Perley & Butler 2013b). Il est à noter que la fraction de polarisation linéaire du quasar 3C 286 varie avec le temps à un taux constant d’environ  $\sim 0.15\% \text{ an}^{-1}$  non pris en compte dans cette étude.

V404 Cyg a été imagé dans tous les paramètres de Stokes en se servant de l’algorithme Cotton-Schwab CLEAN pour la déconvolution (§7.3.4). Les données calibrées ont été divisées en quatre bandes distinctes de largeur 512 MHz afin de caractériser le spectre moyen du microquasar. À 7.94 GHz, au maximum de résolution, la ligne de base maximale correspond à  $\sim 270 \text{ k}\lambda$  et à une échelle angulaire de  $\sim 0''.76$  (éq. 7.17). Ainsi, les images ont été effectuées sur  $480 \times 480 \text{ pix}^2$  avec une taille de pixel de  $0''.15$ . La méthode de synthèse multi-fréquences a été employée avec le paramètre de Briggs *robust* fixé à 0.5 afin d’obtenir un bon compromis entre la résolution angulaire et le rapport signal sur bruit. Toutefois, les images dans les paramètres de Stokes  $U$  et  $Q$  ont été déconvoluées

1. Le site <https://science.nrao.edu/facilities/vla/docs/manuals/obsguide/modes/pol> liste les propriétés de polarisation des sources de calibration du VLA.



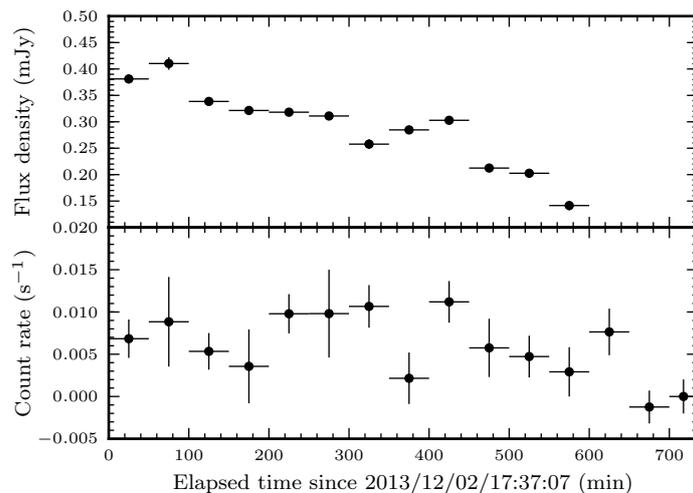
**Figure 11.3** – Courbe de lumière radio en bande 4.74–7.96 GHz de V404 Cyg observé avec le VLA. La durée d’intégration est **a** : d’un scan, soit environ 10 min en moyenne, ou **b** : de 0.5 scan, soit environ 5 min en moyenne. La partie hachurée correspond à l’observation de la source de calibration J0137+3309.

avec un poids *natural weighting* (§7.3.3) pour maximiser le signal sur bruit. V404 Cyg n’est résolu dans aucune image (fig. 11.1) et les densités de flux correspondantes ont été mesurées en ajustant un point source dans le plan image. Une incertitude systématique de 1% a été ajoutée en quadrature aux incertitudes d’ajustement comme cela est usuel pour les observations VLA dans cette gamme de fréquences.

## 11.2 Émission radio variable

### 11.2.1 Densité de flux et polarisation

Le microquasar V404 Cyg est détecté avec une densité de flux de  $300 \pm 2 \mu\text{Jy}$  en Stokes *I* sur l’intégralité de la bande passante. Cette valeur est en accord avec les études précédentes de la source en état de quiescence (Gallo et al. 2005a ; Miller-Jones et al. 2008 ; Hynes et al. 2009) bien qu’elle soit globalement supérieure par rapport aux luminosités les plus faibles observées (Corbel et al. 2008). La source est non-résolue avec une PSF de  $0''.81 \times 0''.79$  à 7 GHz comme il est attendu d’après les études réalisées à haute



**Figure 11.4** – Courbes de lumière radio (panneau supérieur, 4.74–7.96 GHz) et rayons X (panneau inférieur, 3–10 keV) correspondant aux observations simultanées entre le VLA et *NuSTAR*. Un *binning* de 3 ks est appliqué aux mesures.

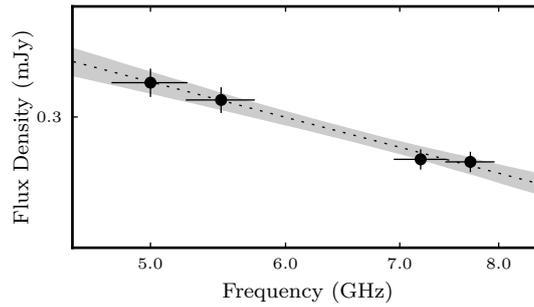
résolution spatiale (limite supérieure sur la dimension à 1.3 mas grâce aux observations VLBI, [Miller-Jones et al. 2008](#)).

Aucun indice relatif à un signal radio polarisé n’est détecté à la position de V404 Cyg car aucun point source ne peut être ajusté aux images réalisées dans les paramètres de Stokes  $Q$ ,  $U$  et  $V$ .

Le flux a été extrait d’un nombre réduit de canaux fréquentiels afin d’éviter la dilution artificielle d’un éventuel signal polarisé sur la large bande passante du fait de la rotation Faraday du vecteur de polarisation linéaire. Ainsi, la limite supérieure sur la densité de flux polarisée est calculée en tenant compte du rms des images : respectivement 1.51, 1.48 et 1.47  $\mu\text{Jy}$  pour les paramètres de Stokes  $Q$ ,  $U$  et  $V$ . La polarisation linéaire, définie comme  $LP = (Q^2 + U^2)^{1/2}$ , est donc contrainte à une valeur inférieure à  $<6.33 \mu\text{Jy}$  à  $3\sigma$ . La fraction de polarisation correspondante,  $FP = 100LP/I$ , est donc inférieure à 2.11%, semblable aux valeurs mesurées pour des BHBs dans l’état HS (comme GX 339–4, e.g., [Corbel et al. 2000](#)).

### 11.2.2 Variabilité et corrélation avec les rayons X

Afin de rechercher une variabilité temporelle du flux radio, les données calibrées du VLA ont été divisées en plusieurs intervalles de temps :  $0.5\Delta t_{\text{scan}}$ ,  $\Delta t_{\text{scan}}$  et  $2\Delta t_{\text{scan}}$ , où  $\Delta t_{\text{scan}}$  est la durée d’un scan ( $\sim 10$  min). Pour des intervalles de temps plus courts que  $\sim 5$  min, le signal est très peu significatif ( $<5\sigma$ ). Pour chaque image ainsi formée, une source ponctuelle a été ajustée dans le plan image et le flux dérivé est reporté dans les courbes de lumière présentées (LCs). La fig. 11.3a présente le résultat d’une telle analyse en bande 4.74–7.96 GHz et des pas d’intégration de  $\Delta t_{\text{scan}}$  sur V404 Cyg. La variabilité du flux radio est significative. Les intervalles de temps pour lesquels aucun flux n’est reporté correspondent à ceux où un point source n’a pu être ajusté aux données (aux environs de 410, 460 et 570 min après le début des observations). Le vide aux alentours de 325 min après le début des observations est dû à l’observation de la source de calibration



**Figure 11.5** – Spectre radio de V404 Cyg en quiescence. La ligne en pointillés noirs représente la loi de puissance ajustée aux mesures (points noirs). La zone grisée indique l'intervalle de confiance à 95% sur l'ajustement. L'indice spectral radio est  $\alpha = -0.27 \pm 0.03$ .

J0137+3309 alors que V404 Cyg passait à proximité du zénith (§11.1.3).

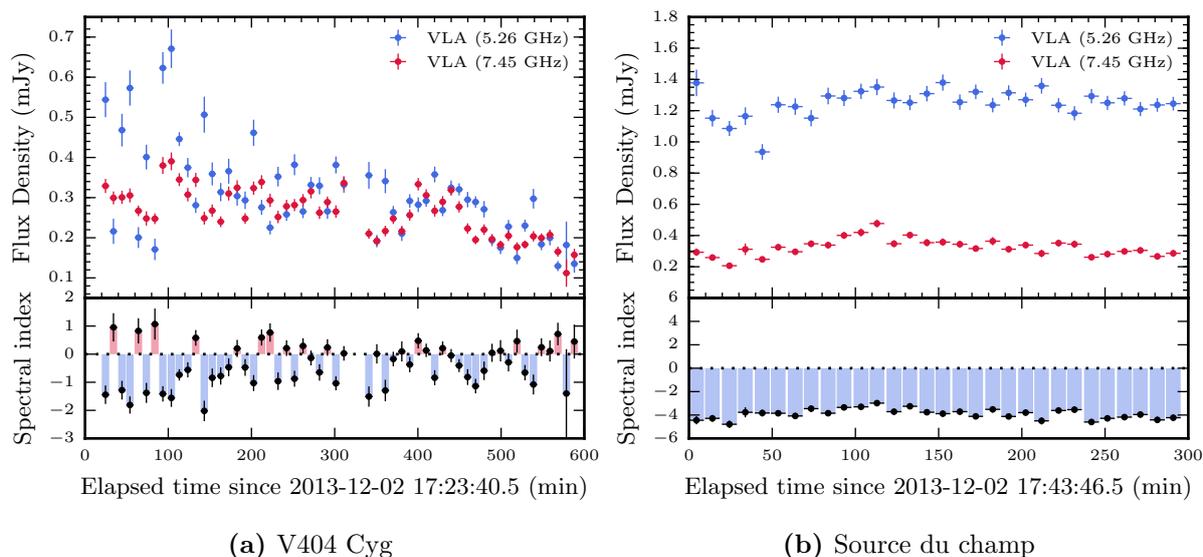
Cette variabilité s'accroît pour des intervalles de temps encore plus courts. La fig. 11.3b illustre le résultat de l'étude des variations sur des durées de l'ordre de 5 min sur toute la bande passante. Les niveaux de densité de flux évoluent rapidement entre 0.09 mJy au minimum et 0.64 mJy au maximum. Une légère éruption semble s'être produite  $\sim 90$  min après le début des observations. Le pic d'intensité à 0.64 mJy est atteint après une montée rapide de  $< 5$  min. S'ensuit une décroissance relativement plus lente d'une trentaine de minutes. Une variabilité significative à courte échelle temporelle a déjà été rapportée par Hynes et al. (2009). Cependant, contrairement aux études précédentes, le flux de V404 Cyg n'atteint jamais des valeurs inférieures à la sensibilité du VLA et une composante d'émission radio persistante semble être présente au cours des 9 h de l'observation.

Si les émissions en rayons X observées conjointement par *XMM-Newton* et *NuSTAR* sont hautement corrélées entre elles (§11.1.2), qu'en est-il avec la radio? Les courbes de lumière issues des observations simultanées en radio avec le VLA (4.74–7.96 GHz) et en rayons X avec *NuSTAR* (3–10 keV) entre le 2 et le 3 décembre 2013 sont tracées en fig. 11.4 avec le même *binning* pour faciliter la comparaison. V404 Cyg présente une variabilité significative à ces deux longueurs d'onde, principalement en radio où la densité de flux évolue d'un facteur  $\sim 3$  au cours de l'observation. Le coefficient de corrélation de Pearson<sup>2</sup> a été calculé dans le but de déterminer si ces deux ensembles de mesures sont corrélés. Ce coefficient adopte la valeur de  $0.4_{-0.3}^{+0.2}$ , ce qui indique une faible corrélation. Les incertitudes relativement larges et la visualisation de la fig. 11.4 conduisent à l'impossibilité d'affirmer une corrélation entre les émissions radio et rayons X.

### 11.2.3 Variabilité spectrale

Le spectre de l'émission radio de V404 Cyg, intégré sur toute la durée de l'observation est calculé en mesurant la densité de flux du microquasar à travers quatre bandes

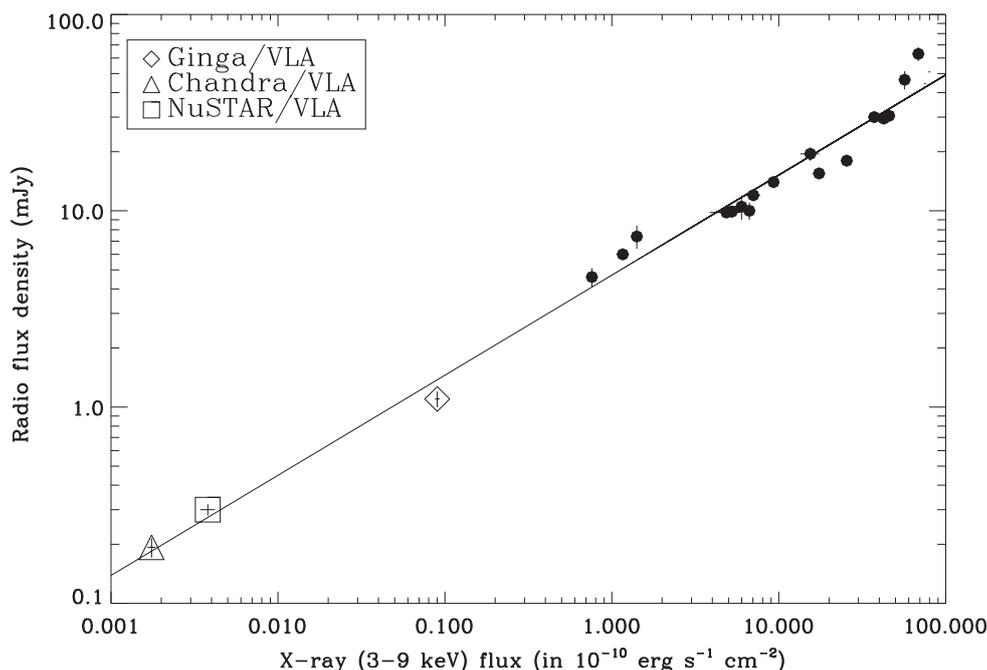
2. Le coefficient de corrélation de Pearson donne une indication sur la corrélation linéaire entre deux variables  $x$  et  $y$  :  $r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)(y_i - \langle y \rangle)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \langle y \rangle)^2}}$ . La valeur de  $r$  est comprise entre  $-1$  ( $x$  et  $y$  varient de manière opposée) et  $1$  (données corrélées linéairement). Si  $r = 0$ , cela signifie qu'il n'y a pas de corrélation linéaire entre  $x$  et  $y$ .



**Figure 11.6** – Courbes de lumière dans les bandes des basses fréquences (4.74–5.77 GHz en bleu) et des hautes fréquences (6.94–7.96 GHz en rouge) mesurées pour V404 Cyg (fig. 11.6a) et une source proche du champ pour comparaison (fig. 11.6b, seule la première moitié de l’observation est représentée). L’évolution de l’indice spectral  $\alpha$  (tel que  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ) dérivé est présentée dans les panneaux inférieurs.

distinctes de fréquences de largeur 512 MHz. V404 Cyg présente des densités de flux de  $314.7 \pm 6.2 \mu\text{Jy}$ ,  $307.2 \pm 5.5 \mu\text{Jy}$ ,  $282.8 \pm 4.0 \mu\text{Jy}$  et  $281.8 \pm 4.0 \mu\text{Jy}$  pour les bandes centrées respectivement aux fréquences 5, 5.5, 7.2 et 7.7 GHz. Ces informations sont utilisées pour ajuster un spectre sous la forme d’une loi de puissance  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , où  $S_\nu$  est la densité de flux et  $\nu$  la fréquence, caractéristique d’une émission synchrotron. Le résultat de cette procédure est représenté en fig. 11.5. L’indice spectral ajusté est  $\alpha = -0.27 \pm 0.03$  (erreur à  $1\sigma$ ) pour le spectre moyenné sur l’intégralité de l’observation.

La même procédure a été appliquée sur seulement deux bandes de fréquences, en conservant le maximum de signal sur bruit, pour déterminer l’évolution spectrale durant l’observation. La fig. 11.6a présente les courbes de lumière calculées sur les deux bandes fréquentielles (4.74–5.77 GHz en bleu et 6.94–7.96 GHz en rouge) moyennées sur  $\sim 10$  min. L’indice spectral  $\alpha$  correspondant est également représenté pour chaque mesure. De manière très intéressante, l’émission synchrotron de V404 Cyg semble être caractérisée par une forte variabilité spectrale à courte échelle temporelle. Le spectre résultant alterne entre l’état optiquement épais et l’état optiquement mince (§3.2.4) avec un indice spectral  $\sim -2 \leq \alpha \leq \sim 1$ . Afin d’attribuer ce comportement à V404 Cyg et non à un effet systématique, la même procédure a été appliquée sur une source radio proche du microquasar, dans le champ de vue du VLA. La fig. 11.6b présente également les LCs de cette source du champ dans les bandes basses et hautes fréquences et l’indice spectral associé. Bien que de légères fluctuations puissent être aperçues, les mesures radio de cette source ne varient pas avec une amplitude aussi forte que celles de V404 Cyg ni de la même manière. Ainsi, le comportement spectral en fig. 11.6a peut être associé à la BHB.



**Figure 11.7** – Graphique de corrélation radio/rayons X reproduit de [Corbel et al. \(2008\)](#) avec l’addition d’une mesure (carré) correspondant à la corrélation globale entre les observations VLA et *NuSTAR* décrites dans [Rana et al. \(2016\)](#). Les points noirs représentent les mesures effectuées lors du sursaut de 1989 de V404 Cyg.

## 11.3 Discussion des résultats

### 11.3.1 Corrélation radio/rayons X

La corrélation entre les rayonnements radio et rayons X du microquasar V404 Cyg a été affinée par [Corbel et al. \(2008\)](#). L’analyse des données d’archives datant du sursaut de 1989, au cours duquel la source a été découverte, ainsi que les observations effectuées dans l’état quiescent (*Ginga*/VLA en 2000 et *Chandra*/VLA en 2003) révèlent que la corrélation mise en évidence lors de la décroissance du sursaut de 1989 se poursuit jusqu’en quiescence. Grâce aux nouvelles observations simultanées entre *NuSTAR* et le VLA présentées en §11.1.2 et §11.2.1, un nouveau point a été ajouté à cette corrélation illustrée en fig. 11.7. Bien que l’ajustement des points de la corrélation n’ait pas été actualisé, la mesure est en parfait accord avec la loi de puissance dérivée par [Corbel et al. \(2008\)](#). Ainsi, malgré une corrélation peu probante entre les émissions radio et rayons X à courte échelle temporelle (§11.2.2, peut-être effacée par la variabilité du jet, [Gleissner et al. 2004](#)), les activités entre ces longueurs d’onde sont très bien corrélées sur le long terme.

### 11.3.2 Variabilité spectrale induite par scintillation

Le comportement éruptif de V404 Cyg en quiescence sur des échelles de temps de l’ordre de quelques centaines à quelques milliers de secondes est connu et a été observé à plusieurs longueurs d’onde (dont en radio à 8.4 GHz, [Miller-Jones et al. 2008](#) ; [Hynes](#)

et al. 2009). Les observations effectuées avec le VLA et présentées dans ce chapitre, et dans Rana et al. (2016), confirment ce comportement. En plus, la sensibilité des mesures permet de retirer des informations relatives à l'évolution spectrale au cours de cette période de faible activité. La caractéristique la plus surprenante de cette étude, en radio, est la variation significative de l'indice spectral de V404 Cyg. Cette variabilité est rapide ( $<10$  min) et d'une amplitude telle que l'émission synchrotron en provenance du microquasar alterne entre un régime optiquement épais et optiquement fin.

Afin d'expliquer la variabilité spectrale observée, plusieurs hypothèses peuvent être envisagées. La première consiste à supposer que le système V404 Cyg est étranger à cette variabilité et que l'origine proviendrait plutôt des effets subis par le rayonnement au cours de sa propagation dans le milieu interstellaire. En effet en terme de ligne de visée, V404 Cyg se situe derrière une structure appelée *Cygnus superbubble*, façonnée par des explosions de supernovæ et par les vents stellaires d'étoiles massives. Cette structure est estimée être éloignée entre 0.5 et 2.5 kpc de la Terre (e.g., Ackermann et al. 2011), en comparaison de la distance de V404 Cyg précisément mesurée à  $2.39 \pm 0.14$  kpc (Miller-Jones et al. 2009). D'éventuelles fluctuations de densité  $n_e$  d'électrons dans ces nuages interstellaires peuvent modifier l'indice de réfraction du plasma ( $\propto n_e^{1/2}$ ) et induire une scintillation de l'émission radio. Cependant, Miller-Jones et al. (2008) ont estimé que le temps caractéristique de scintillation serait de  $\sim 140$  h à  $\sim 1000$  h selon les contraintes sur la taille de la source qu'ils ont pu dériver par observation VLBI. Ces échelles de temps sont bien au-delà de la variabilité décrite ici, impliquant une origine intrinsèque à V404 Cyg.

### 11.3.3 Instabilité du jet compact

Dans l'état *hard* (§2.2.1), les jets compacts auto-absorbés sont généralement observés avec un spectre radio, soit plat, soit légèrement inversé (§3.2.4, e.g., Blandford & Königl 1979 ; Falcke & Biermann 1995). Cependant, lorsque les jets compacts se construisent lors de la transition SS  $\rightarrow$  HS, leur spectre synchrotron est d'abord optiquement fin (e.g., Corbel et al. 2013b ; Kalemci et al. 2013). L'état quiescent de V404 Cyg peut être envisagé de manière similaire. À ces faibles niveaux d'activité, le flot d'accrétion pourrait ne pas être capable d'alimenter suffisamment le jet compact pour assurer sa stabilité (densité insuffisante de particules et/ou inefficacité des processus d'accélération des particules). Les changements spectraux rapides pourraient survenir à la suite d'instabilités dans l'allumage des jets, avec une alternance rapide entre des phases de développement/extinction ( $\alpha < 0$ ) et des phases où les jets sont actifs (et présentent un indice plat ou inversé  $\alpha \geq 0$ ). Une campagne d'observations simultanées en infrarouge et en radio pourrait fournir de fortes contraintes sur l'existence d'un tel comportement.

De manière alternative, la modulation spectrale radio peut trouver son origine dans les instabilités stochastiques du flot d'accrétion. La fréquence de coupure  $\nu_b$  du spectre synchrotron d'un jet compact, généralement située dans l'infrarouge durant le HS (Corbel & Fender 2002 ; Russell et al. 2006 ; Corbel et al. 2013b), pourrait se déplacer vers les basses fréquences si le taux d'accrétion  $\dot{m}$  décroît (Falcke et al. 2004 ; Chaty et al. 2011). Dans l'état de quiescence, il est possible que le taux d'accrétion de V404 Cyg fluctue sur de courts intervalles de temps. Il est également possible que l'intensité du champ magnétique et/ou la taille de la zone d'accélération des particules changent, en causant un déplacement de  $\nu_b$  (Chaty et al. 2011 ; Gandhi et al. 2011). Ce déplacement au

sein de la bande passante observable pourrait produire l’alternance entre les spectres synchrotron optiquement épais et mince, comme cela est observé dans les longueurs d’onde infrarouges sur des temps caractéristiques similaires pour d’autres BHBs (comme GX 339–4, [Gandhi et al. 2011](#) ; [Rahoui et al. 2012](#)). La corrélation *standard* à plus long terme entre les émissions radio et les rayons X dans les états *hard* et quiescent, à laquelle appartiennent les mesures présentées dans ce chapitre, indique la présence d’un jet compact. L’interprétation des fluctuations doit donc probablement faire intervenir cette caractéristique. Même si le jet compact est variable sur des courtes périodes de temps, ces variations peuvent se moyennner et donner l’apparence d’un jet stable ([Gandhi et al. 2011](#) ; [Rahoui et al. 2012](#) ; [Gleissner et al. 2004](#)).

Enfin, l’émission radio observée pourrait ne pas avoir de lien avec les jets compacts, qui pourraient être absents lors des phases de quiescence. Le comportement éruptif observé de l’émission radio pourrait être relié à l’éjection discrète d’une bulle de plasma, potentiellement déclenchée par un processus de reconnexion magnétique au niveau du disque d’accrétion interne ou bien un surcroît transitoire du taux d’accrétion. Dans ce scénario, le pic d’émission à haute fréquence précède le maximum du flux à basse fréquence ([van der Laan 1966](#) ; [Hjellming & Johnston 1988](#)). En considérant les effets d’atténuation moyennés, cela pourrait correspondre aux variations rapides entre des valeurs négatives et positives de l’indice spectral  $\alpha$  (fig. [11.6a](#)). Cependant, le scénario d’éjection de bulle de plasma prédit aussi des pics à hautes fréquences plus intenses que ceux à basses fréquences. D’après la fig. [11.6a](#), il est clair que les pics à 5.26 GHz sont à des niveaux de flux supérieurs à ceux à 7.45 GHz. Le scénario d’une éjection discrète n’est donc pas l’interprétation retenue.

---

# Transitions d'état à basse luminosité radio/rayons X du microquasar GRS 1739–278

---

<b>12.1 Microquasar GRS 1739–278 . . . . .</b>	<b>192</b>
12.1.1 Trou noir accrétant . . . . .	192
12.1.2 Campagne d'observations multi-longueurs d'onde . . . . .	194
12.1.3 Analyse des données radio/rayons X . . . . .	194
<b>12.2 Émission en rayons X – Variabilité et états spectraux . . .</b>	<b>197</b>
12.2.1 Sursaut de 2015 . . . . .	197
12.2.2 Sursaut de 2014 . . . . .	200
12.2.3 États spectraux . . . . .	201
<b>12.3 Émission radio – corrélation avec les rayons X . . . . .</b>	<b>206</b>
12.3.1 Variabilité . . . . .	206
12.3.2 Évolution spectrale . . . . .	209
12.3.3 Comportement radio au cours du cycle d'hystérésis . . . . .	211
12.3.4 Corrélation radio/rayons X . . . . .	214
<b>12.4 Transitions d'état à faible luminosité . . . . .</b>	<b>217</b>
12.4.1 Boost relativiste . . . . .	217
12.4.2 Variabilité de la luminosité de transition . . . . .	220
12.4.3 Éloignement du système ou influence de la viscosité . . . . .	221

---

LA COMPRÉHENSION du couplage entre les mécanismes d'accrétion et d'éjection, notamment lors des sursauts épisodiques des microquasars, nécessite une approche multi-longueurs d'onde. Les observations qui ont eu lieu depuis les années 2000 ont révélé de fortes corrélations entre les émissions radio et rayons X de ces sources (e.g., Hannikainen et al. 1998 ; Corbel et al. 2003 ; Gallo et al. 2003). Un motif constitué de deux branches distinctes semble apparaître mais l'origine de cette dichotomie et son éventuelle universalité sont toujours incertaines (Coriat et al. 2011).

Ce chapitre présente les résultats d'une campagne d'observations menées conjointement avec le satellite *Swift*/XRT et le Very Large Array lors du sursaut en 2015 de la BHB GRS 1739–278. Le système, ainsi que l'analyse des données radio sont décrits en §12.1. L'analyse des données *Swift*/XRT, sera détaillée dans Loh et al. (à soumettre). Les résultats des analyses sont présentés en §12.2 et §12.3 où l'observation de transitions d'état à faible luminosité est mise en évidence et discutée en §12.4.

## 12.1 Microquasar GRS 1739–278

### 12.1.1 Trou noir accrétant

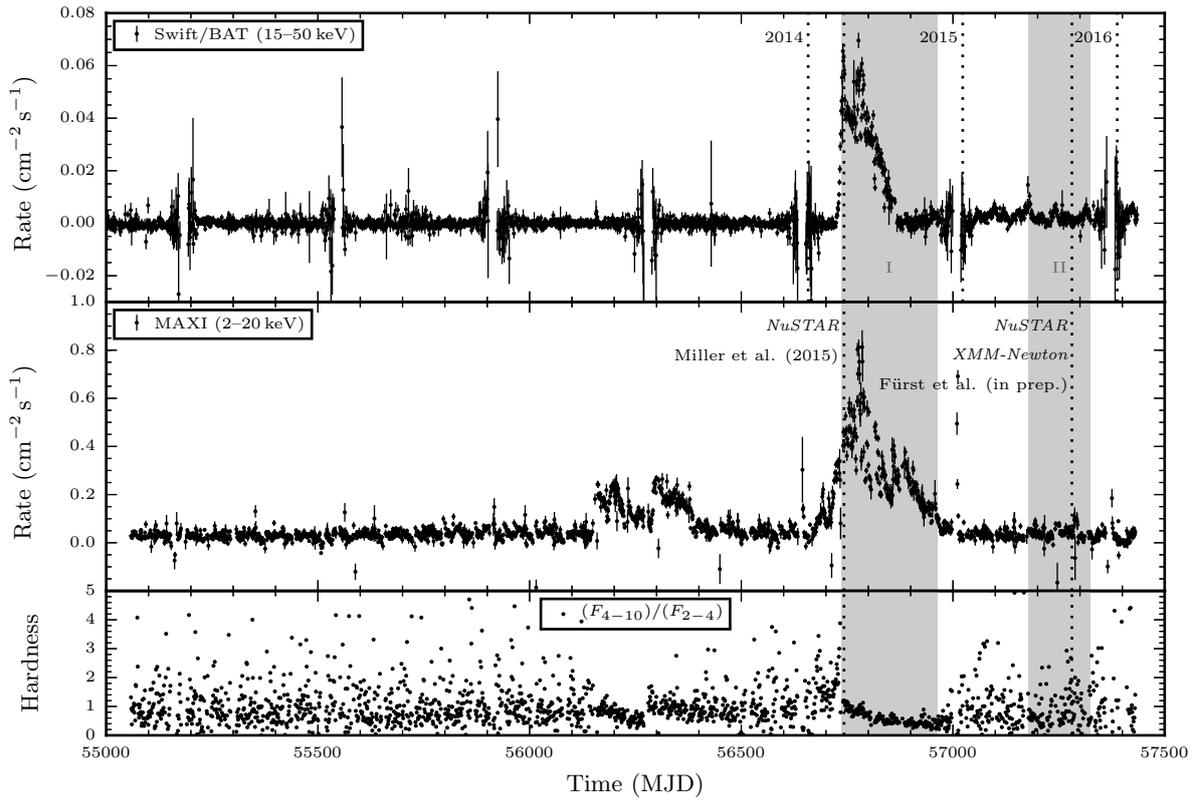
La source GRS 1739–278 (Nova Ophiuchi 1996) a été découverte le 18 mars 1996 grâce au télescope à masque codé SIGMA (sensible entre 35 et 1300 keV) à bord du satellite *Granat* durant une campagne d'observation de la région du centre Galactique (Paul et al. 1996 ; Vargas et al. 1997). Les analyses préliminaires de Paul et al. (1996) ont révélé des niveaux de flux de  $80 \pm 28$  mCrab (40–75 keV),  $51 \pm 20$  mCrab (75–150 keV) et  $104 \pm 50$  mCrab (150–300 keV) caractérisant un spectre dur probablement associé à l'activité d'un trou noir. L'observation de QPOs (Quasi-Periodic Oscillations) basse fréquence (5 GHz) durant le sursaut de 1996 grâce au Rossi X-Ray Timing Explorer/PCA suggère que la XRB est composée d'un trou noir (Borozdin & Trudolyubov 2000 ; Wijmands et al. 2001). Ces QPOs ont seulement été détectés dans l'état *very high* (Borozdin et al. 1998). Cet état présente un spectre similaire au SS (§2.2.2), avec une composante non-thermique en loi de puissance plus intense d'indice de photon  $\sim 2.5$  et une variabilité plus élevée lorsque la source est relativement brillante avec  $L_X > 0.2L_{\text{Edd}}$  (e.g., Miyamoto et al. 1991 ; McClintock & Remillard 2006). Ces QPOs ont disparu lorsque la source a transité vers l'état SS (Borozdin & Trudolyubov 2000).

Lors de ce sursaut, GRS 1739–278 a également été détecté aux longueurs d'onde radio (Hjellming et al. 1996) et en infrarouge/optique (Mirabel et al. 1996 ; Marti et al. 1997). Les observations radio à 4.9 GHz avec le VLA effectuées par Hjellming et al. (1996), présentées en table 12.4, précisent que les variations observées sont typiques des échelles de temps associées au rayonnement synchrotron des XRBs. Greiner et al. (1996) ont estimé une distance de 6–8.5 kpc, proche du centre Galactique, grâce aux mesures de l'extinction<sup>1</sup> déduites de l'observation d'un halo d'émission diffusée par la poussière interstellaire avec le satellite ROSAT/HRI<sup>2</sup> (une distance de 8 kpc est donc considérée pour les calculs de luminosité présentés au cours de ce chapitre). La valeur relativement large de l'extinction ( $A_v = 14 \pm 2$  mag calculée par Greiner et al. 1996) rend difficile l'identification de l'étoile compagnon. Les observations en infrarouge proche par Marti et al. (1997) ; Chaty et al. (2002) estiment un compagnon de faible masse de type spectral F5V ou plus tardif (G–M) si l'étoile appartient à la séquence principale, c'est-à-dire de l'ordre de la masse solaire. Par comparaison avec un échantillon de BHBs, Gierliński & Done (2004) montrent que GRS 1739–278 semble être caractérisé par un spin important proche de la géométrie de Kerr, en adéquation avec les estimations de Miller et al. (2015) d'un spin  $a = 0.8 \pm 0.2$ .

En 2014, le Burst Alert Telescope à bord du satellite *Swift* a détecté un nouveau sursaut d'activité en provenance de GRS 1739–278 (Krimm et al. 2014). L'évènement a commencé le 9 mars 2014 (MJD 56725) alors que le taux de comptage entre 15 et 50 keV était de  $(2.4 \pm 0.9) \times 10^{-3}$  ct cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> ( $\equiv \sim 10$  mCrab). Le flux de rayons X durs est monté jusqu'à l'atteinte d'un maximum de  $\sim 7 \times 10^{-2}$  ct cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> ( $\equiv \sim 300$  mCrab) le  $\sim$ MJD 56740. L'évolution du flux BAT en 2014 est présentée en fig. 12.1 et 12.9. Une

1. La poussière interstellaire possède une taille similaire aux longueurs d'onde bleues. La composante bleue des spectres des sources est donc absorbée et diffusée. L'objet observé est d'autant plus « rougi » que sa distance est grande.

2. Röntgen Satellite/High Resolution Imager, sensible entre 0.1 et 2 keV.



**Figure 12.1** – Évolution du flux de rayons X durs par *Swift*/BAT (15–50 keV), du flux de rayons X mous par ISS/MAXI (2–20 keV) ainsi que du rapport de dureté :  $\text{hardness} = F_{\text{MAXI}, 4-10 \text{ keV}} / F_{\text{MAXI}, 2-4 \text{ keV}}$ . Les deux sursauts en 2014 et 2015, respectivement I et II, ont été observés par *Swift*/XRT (zones grisées). L’excès aux alentours de MJD 56150–56400 est dû à une contamination d’une source proche<sup>3</sup>.

émission jusqu’à une centaine de keV a également été détectée par les instruments IBIS ( $143 \pm 2$  mCrab à 18–40 keV et  $166 \pm 2$  mCrab à 40–100 keV) et JEMX ( $60 \pm 4$  mCrab à 3–10 keV et  $104 \pm 8$  mCrab à 10–20 keV) du satellite INTEGRAL (Filippova et al. 2014) avec une forme spectrale caractéristique de l’état *hard* (HS, §2.2.1). Une observation *NuSTAR* (Nuclear Spectroscopic Telescope Array, sensible de 3 à 79 keV, Harrison et al. 2013) le MJD 56742.7 (fig. 12.1) effectuée vers la fin de la montée en luminosité de l’état HS a révélé la présence d’une composante réfléchie et d’une raie du fer élargie par effets relativistes (Miller et al. 2015). Les données suggèrent que la composante de réflexion provient d’un disque d’accrétion, irradié par une couronne compacte peut-être à la base des jets, et étendu très proche du trou noir, à  $r_{\text{in}} = 5_{-4}^{+3} GM_{\bullet}/c^2$ , proche de l’ISCO (§1.3.3). Au cours de notre étude de GRS 1739–278 (§12.1.2), Fuerst et al. (2016, §A.4) l’ont observé avec *NuSTAR* et *XMM-Newton* (Jansen et al. 2001), le MJD 57281 à la fin d’un état *hard*. En combinant les estimations sur le spin et l’inclinaison de la BHB par Miller et al. (2015), c’est-à-dire  $a = 0.8$  et  $i = 32^{\circ}5$ , Fuerst et al. (2016) mettent en évidence une troncature significative du disque d’accrétion entre  $15\text{--}35R_g$  et  $\geq 20R_g$  suivant le modèle géométrique employé.

3. Comme il est précisé sur le site <http://maxi.riken.jp/top/index.php?cid=1&jname=J1742-277>.

### 12.1.2 Campagne d'observations multi-longueurs d'onde

Comme développé au chapitre 2, la compréhension de la physique de l'accrétion et de l'éjection peut être améliorée en observant les BHBs dans leur état *hard* (HS). C'est en effet le seul état au cours duquel le microquasar présente des jets compacts stables (Corbel et al. 2000 ; Fender 2001). Des observations simultanées en radio et rayons X lors d'un sursaut permettraient d'étudier la corrélation des émissions correspondantes avec un haut niveau de détail (§2.3.1, Hannikainen et al. 1998 ; Corbel et al. 2000, 2003, 2013a ; Gallo et al. 2003, 2014). Obtenir des mesures échantillonnant une large plage de luminosités pour une seule et même source apporterait des contraintes fortes sur la nature du couplage radio/rayons X. En effet, certains systèmes transitent entre les branches de corrélation (e.g., H 1743–322, Jonker et al. 2010 ; Coriat et al. 2011 ; Miller-Jones et al. 2012). La détermination de l'instant et de l'état exact de la source lors de cette éventuelle transition est cruciale. Des études indiquent un possible lien entre la variabilité en rayons X et la branche de corrélation (Dinçer et al. 2014). L'origine de la dichotomie entre les sources *standard* et *outlier* pourrait également être identifiée.

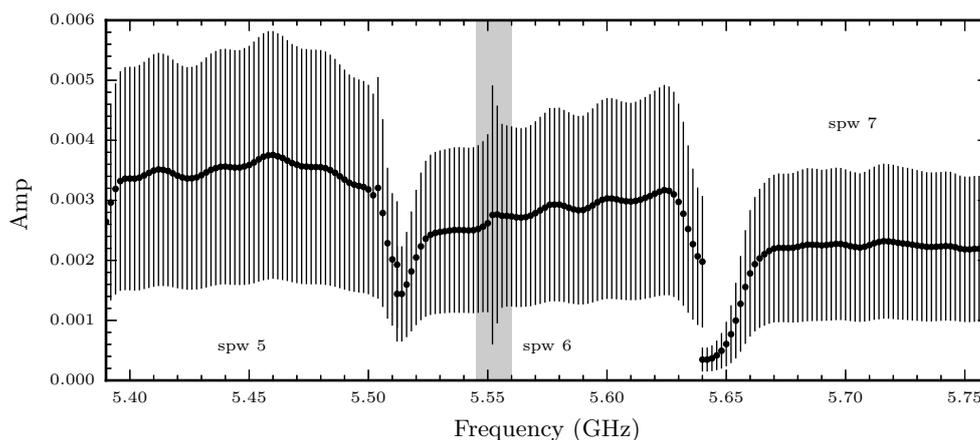
Afin de focaliser les investigations sur ces problématiques, un programme d'observation a été préparé (PI : John Tomsick). Ce programme, sous forme de ToO (Target of Opportunity), vise à observer et suivre une BHB en éruption de manière coordonnée avec le satellite *Swift*/XRT et le Very Large Array. Suite à la constatation d'une augmentation de l'activité en rayons X durs de la BHB GRS 1739–278 (enregistrée par *Swift*/BAT, Krimm et al. 2013) et une première observation avec *Swift*/XRT le 5 juin 2015 (MJD 57178) ce programme d'observation a été déclenché. Des observations régulières (tables 12.1 et 12.3) ont été effectuées jusqu'en novembre 2015 (zone grise II de la fig. 12.1) et les résultats de cette campagne sont présentés dans ce chapitre.

### 12.1.3 Analyse des données radio/rayons X

#### *Swift*/XRT – Sursaut 2015

Les données de 52 observations acquises avec l'instrument X-ray Telescope (XRT, Burrows et al. 2005) à bord du satellite *Swift* (Gehrels et al. 2004) entre le 5 juin et le 28 octobre 2015 ont été analysées. Les durées d'exposition oscillent entre 52 et 4096 s, avec une moyenne à 1719 s (table 12.1). La réduction des données a été effectuée grâce aux logiciels HEASOFT dans le but d'extraire les informations spectrales et les flux pour les comparer aux mesures radio. John Tomsick a pris en charge la réduction des données *Swift*/XRT. Les différentes procédures et spécificités de l'analyse des données de *Swift*/XRT se trouvent dans Loh et al. (à soumettre).

L'activité de GRS 1739–278 en rayons X entre 0.5–10 keV a été détectée dans toutes les observations avec des taux de comptage variant de  $0.074 \pm 0.007$  à  $19.85 \pm 0.14$  ct s<sup>-1</sup>. Les spectres ont été ajustés soit par un modèle en loi de puissance (PL), soit par un modèle additionnant une PL et un Multi-Color Disk (MCD, Mitsuda et al. 1984). L'absorption est considérée en utilisant les abondances de Wilms et al. (2000) et les sections efficaces de Verner et al. (1996). La densité de colonne moyenne dérivée est  $N_{\text{H}} = (2.3 \pm 0.1) \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup>, avec un certain niveau de variabilité cependant. Ces valeurs de  $N_{\text{H}}$  sont similaires à celles déterminées par les études précédentes (Borozdin et al. 1998 ; Miller et al. 2015).



**Figure 12.2** – Amplitude des visibilitées en fonction de la fréquence pour l’observation n° 11 de GRS 1739–278. Les données ont été moyennées sur 10 s et n’ont pas encore été éditées. La partie grisée indique la présence d’un pic dans le spectre aux alentours de 5.55 GHz correspondant à une fréquence polluée par un radar.

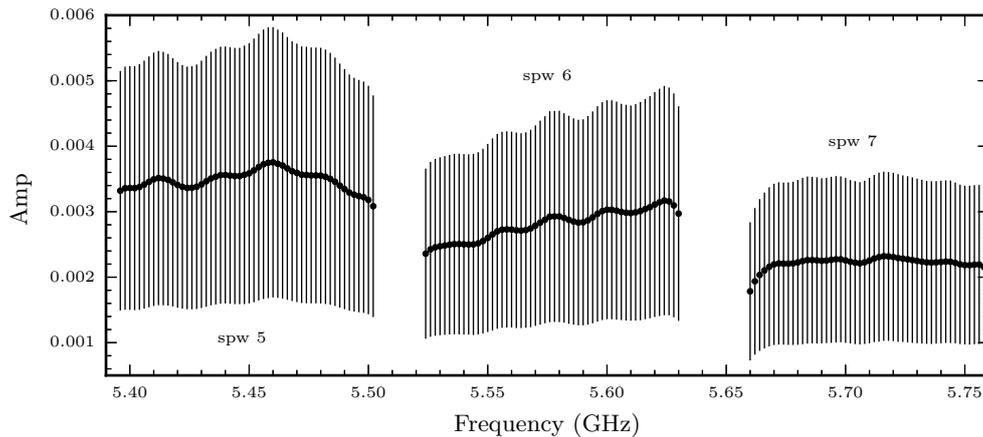
### *Swift*/XRT – Sursaut 2014

Le comportement quelque peu différent en apparence de GRS 1739–278 lors de l’étude des observations de 2015, a incité à vérifier les données du sursaut précédent. 40 observations *Swift*/XRT du sursaut de 2014 d’archives, prises entre le 20 mars et le 1<sup>er</sup> novembre 2014, avec des temps d’exposition entre 79 et 2464 s (1717 s de moyenne), ont été ré-analysées avec un procédé similaire à celles de 2015. Le modèle PL+MCD s’ajuste mieux aux données que le modèle PL seul, pour toutes les observations sauf les n° 1 et 4. Les observations voisines n° 2, 3 et 5 présentent une température interne du disque d’accrétion relativement haute, de l’ordre de  $kT_{\text{in}} \sim 3$  keV. Ces valeurs sont notamment en désaccord avec les résultats de *NuSTAR*. [Miller et al. \(2015\)](#), qui ont observé la source à cette période, n’ont pas détecté de composante spectrale thermique. Ainsi, ces trois observations sont ajustées avec un modèle de PL seule. Les résultats de cette étude sont rassemblés en table 12.9. À noter que les observations n° 37, 39 et 40 ont souffert d’une imperfection dans l’alignement du satellite, qui a eu pour conséquence la réduction artificielle de leurs taux de comptage.

### Very Large Array

Au cours de la campagne de suivi de la BHB GRS 1739–278 (située à la position RA = 17<sup>h</sup>42<sup>m</sup>40<sup>s</sup>.03, Dec. = –27°44′52″.70, J2000) lors de son sursaut de 2015, 28 observations ont été effectuées avec le Very Large Array (VLA, chap. 6, [Perley et al. 2011](#), projet SB4161) entre le 10 juin et le 3 novembre 2015 (table. 12.3). Chaque observation, en coordination avec *Swift*/XRT, a été préparée grâce à l’application Observation Preparation Tool<sup>4</sup> du NRAO. Les observations n° 1–2 ont été effectuées alors que le réseau de télescopes était en configuration BnA→A (§6.2.3) peu de temps avant qu’il n’adopte sa configuration A, la plus étendue durant les observations n° 3–24. L’observation n° 25 a été prise durant le déplacement des antennes vers la configuration compacte D dans

4. <https://obs.vla.nrao.edu/opt/>.

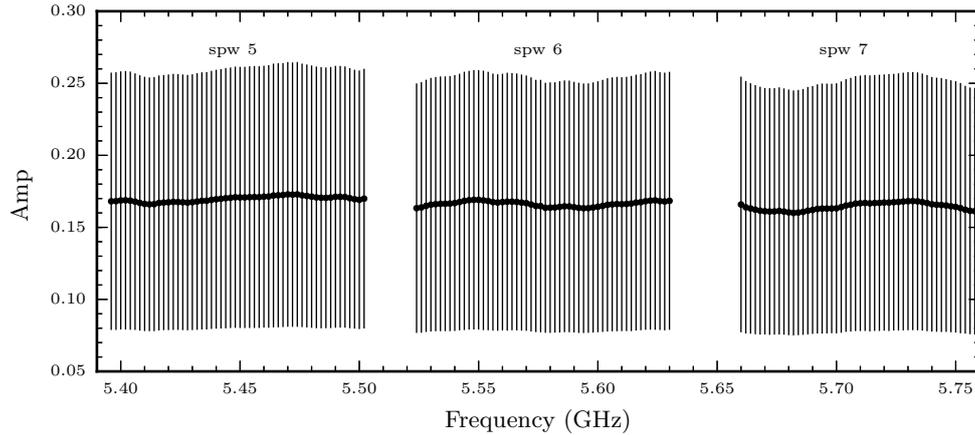


**Figure 12.3** – Amplitude des visibilitées en fonction de la fréquence pour l’observation n° 11 de GRS 1739–278. Les données ont été moyennées sur 10s et ont été éditées. Les visibilitées polluées par le radar ont été supprimées, ainsi que celles acquises aux extrémités des fenêtres spectrales où la reconstruction est moins bonne.

laquelle GRS 1739–278 a été observé par la suite. Le temps d’exposition total sur la source est de  $\sim 15.6$  h (exception faite du temps d’observation des sources de calibration). Le récepteur C (4.74–7.96 GHz, §6.3.2) a été utilisé en mode *full* polarisation. La bande passante est séparée en deux sous-bandes de 1024 MHz chacune, centrées sur 5.25 et 7.45 GHz, avec huit fenêtres spectrales (SW) échantillonnées suivant 64 canaux de 2 MHz de résolution.

Le quasar 3C 286 (J1331+3030) a été observé pour la calibration de la bande passante et pour définir l’échelle d’amplitude en flux. Le quasar QSO J1820–2528 (éloigné de  $8^{\circ}85$  par rapport à GRS 1739–278) a été utilisé pour calibrer les variations de gain d’amplitude et de phase des antennes causées par les effets atmosphériques et instrumentaux. Respectivement 4 min et 10 min ont été dépensées sur la source de calibration primaire 3C 286,  $3 \times 30$  s et  $5 \times 30$  s d’observation ont été allouées à la source de calibration en phase en alternance avec  $2 \times 9$  min et  $4 \times 10$  min d’observation de GRS 1739–278 pour les observations n° 1–9 et 10–28. L’édition des données, la calibration et l’imagerie ont été achevées en suivant les procédures décrites au chapitre 7 avec le logiciel CASA version 4.1.0 (McMullin et al. 2007). En dehors des interférences radio et des mauvais comportements instrumentaux standard, un signal répété de période  $\sim 1.5$  min, centré sur  $\sim 5.6$  GHz d’une durée de quelques secondes a été repéré. Ce signal, très probablement originaire d’un radar proche a affecté tous les champs de vue, confirmant une origine non-astrophysique. Il a donc été retiré des données (fig. 12.2 et 12.3).

Les données ont aussi été corrigées de l’opacité de l’atmosphère et des effets d’ombre des antennes les unes sur les autres (ce qui apparaît majoritairement en configuration D lors des observations à basse élévation). Le flux de la source de calibration primaire 3C 286 a été fixé grâce aux mesures de Perley & Butler (2013b). Les gains relatifs à la bande passante, l’amplitude du signal et la phase ont eux aussi été déterminés. Pour la calibration de la polarisation, les paramètres de Stokes de 3C 286 polarisé linéairement, ont été pris en compte (fraction de polarisation linéaire et angle, Perley & Butler 2013b). Les densités de flux de la source de calibration secondaire ont été définies à



**Figure 12.4** – Amplitude des visibilitées radio en fonction de la fréquence pour l’observation n° 11 de GRS 1739–278. Les données ont été moyennées sur 10 s et ont été calibrées. Les différences de sensibilité des fenêtres spectrales ont été corrigées par rapport à la Figure 12.3.

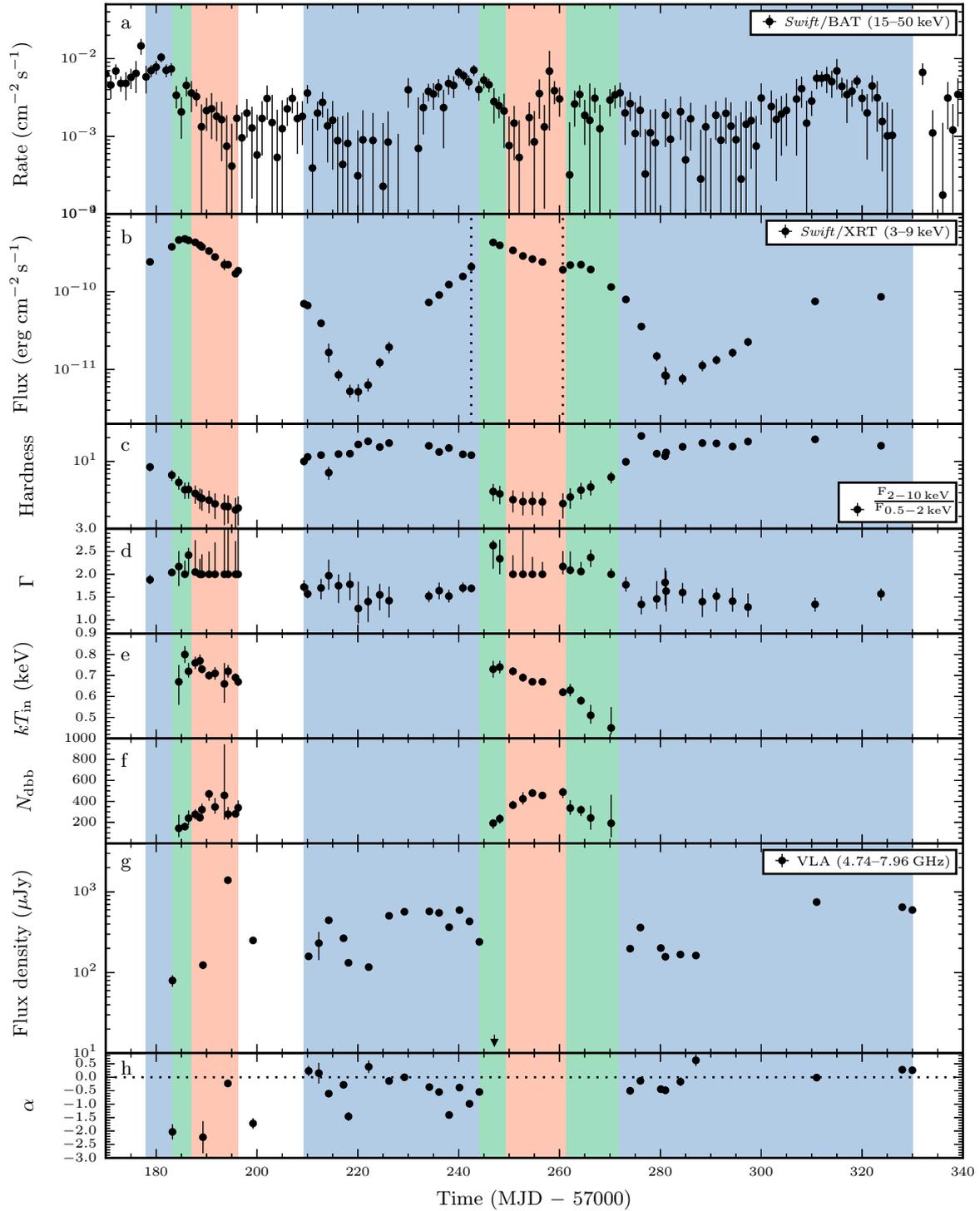
partir de la calibration absolue de 3C 286. Enfin, les solutions de calibration ont été appliquées à GRS 1739–278 (fig. 12.4), en interpolant linéairement les gains dérivés pour QSO J1820–2528, supposés peu variables.

GRS 1739–278 a été imagé dans tous les paramètres de Stokes en utilisant l’algorithme Cotton-Schwab CLEAN pour la déconvolution des images (§7.3.4). Les données calibrées ont été divisées selon quatre bandes de taille 512 MHz dans le but de déterminer l’évolution spectrale radio de GRS 1739–278 au cours du sursaut. Les tailles des pixels des images ont été choisies en fonction de la configuration du VLA, c’est-à-dire 0′′02 et 0′′5 respectivement pour les configurations A et D. La méthode de synthèse multi-fréquences avec un paramètre de Briggs `robust` = 0.5 a été utilisée pour obtenir un bon compromis entre le rapport signal sur bruit et la résolution angulaire. Malgré cela, GRS 1739–278 n’est résolu dans aucune des images (ce qui est attendu car les jets compacts auto-absorbés ont des dimensions de l’ordre de <50 mas, e.g., Corbel et al. 2000 ; Stirling et al. 2001). La densité de flux a été mesurée en ajustant un modèle gaussien dans le domaine image et une incertitude systématique de 1% a été ajoutée en quadrature des erreurs statistiques, comme cela est usuel pour le VLA dans cette gamme de fréquences.

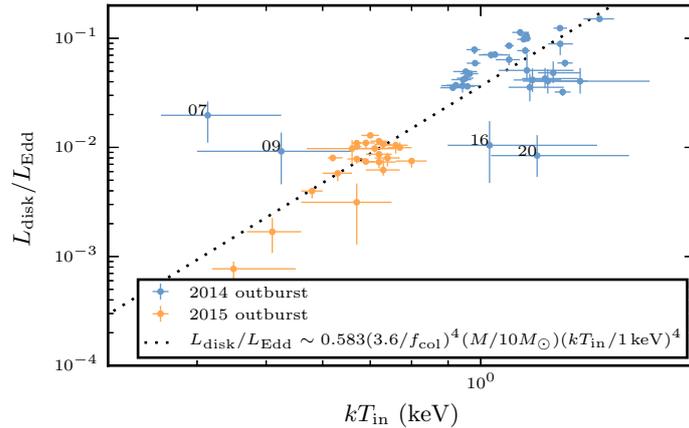
## 12.2 Émission en rayons X – Variabilité et états spectraux

### 12.2.1 Sursaut de 2015

L’évolution du flux non-absorbé 3–9 keV de GRS 1739–278 est présentée en fig. 12.5. Les mesures s’étalent entre  $(5.2 \pm 1.3) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $(4.8 \pm 0.1) \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  avec une variabilité significative. Deux montées et descentes consécutives du flux de rayons X sont observées. Ce phénomène peut être associé à deux éruptions successives, chacune d’entre elles parcourant le diagramme HID « turtlehead » (§2.2.3) en une soixantaine de jours. Le rapport de duresse, calculé selon  $\text{hardness} = F_{2-10 \text{ keV}} / F_{0.5-2 \text{ keV}}$ , évolue globalement en anti-corrélation avec le flux 3–9 keV. Ceci est en accord avec le compor-



**Figure 12.5** – Sursaut 2015 de GRS 1739–278. Les zones bleues, vertes ou orange représentent respectivement les états HS, IS et SS. **a** : taux de comptage de *Swift*/BAT (15–50 keV, [Krimm et al. 2013](#)). **b** : flux corrigé de l'absorption de *Swift*/XRT (3–9 keV). Les lignes pointillées indiquent les observations dont proviennent les spectres de la fig. 12.12. **c** : *hardness*  $\equiv$  rapport entre les flux non-absorbés dans les bandes 2–10 keV et 0.5–2 keV. **d** : indice de photon  $\Gamma$  de la loi de puissance. **e** : température interne du modèle de corps noir du disque. **f** : normalisation du MCD. **g** : densités de flux mesurées par le VLA (4.74–7.96 GHz). La flèche marque une limite supérieure à  $3\sigma$  sur le flux radio. **h** : indice spectral radio tel que  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ .



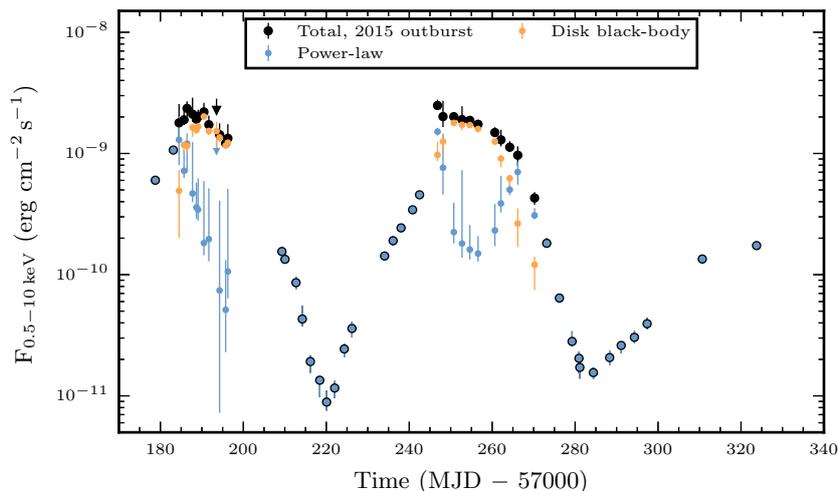
**Figure 12.6** – Luminosité du disque d’accrétion (tables 12.1 et 12.2) en fonction de la température interne du disque. Les données sont en bon accord avec la relation  $L_{\text{disk}}/L_{\text{Edd}}$  de Gierliński & Done (2004) si le facteur de duresse est  $f_{\text{col}} = 3.6$ .

tement attendu d’une BHB lors des transitions HS  $\leftrightarrow$  SS (e.g., fig. 2.4b).

Le flux 0.5–10 keV attribué aux composantes loi de puissance et corps noir du disque d’accrétion est également présenté en fig. 12.7. Le flux total est calculé comme la somme des composantes  $F_{0.5-10 \text{ keV, tot}} = F_{0.5-10 \text{ keV, PL}} + F_{0.5-10 \text{ keV, disk}}$ . Au cours des deux périodes pendant lesquelles l’intensité mesurée par *Swift*/XRT est la plus haute, le flux attribué à la composante loi de puissance chute significativement, et ce jusqu’à ne plus être détecté le MJD 57193.54 (qui correspond aussi à une observation particulièrement courte, d’où la faible sensibilité, table 12.1). La contribution thermique du disque domine largement lors de ces phases. Cette caractéristique est typique des états SS (§2.2.2). Des indices relatifs à l’observation de l’hystérésis peuvent aussi être distingués alors que le flux associé à la loi de puissance à la transition HS  $\rightarrow$  SS apparaît plus intense que lors de la transition SS  $\rightarrow$  HS (Miyamoto et al. 1995 ; Corbel et al. 2004 ; Fender et al. 2004a). Notons également que la luminosité associée au disque d’accrétion  $L_{\text{disk}}$  est proportionnelle à  $\sim k_{\text{B}} T_{\text{in}}^4$  (mis en évidence en fig. 12.6). Ce comportement est attendu si chaque tranche du disque d’accrétion optiquement épais et géométriquement mince, rayonne comme un corps noir (§1.1.4). Le spectre du disque est la somme de ces corps noirs pour tous les rayons (MCD). La température maximale correspond à celle de la tranche la plus proche de l’ISCO (fig. 1.3a), soit  $T_{\text{in}}$  (e.g., Gierliński & Done 2004).

La fig. 12.5 dévoile une variation significative de la normalisation du modèle de corps noir du disque  $N_{\text{dbb}}$ , dont les valeurs oscillent entre  $143_{-84}^{+130}$  et  $488_{-56}^{+41}$  (table 12.1). Un nouvel ajustement des données *Swift*/XRT, qui présentent une contribution thermique significative, a été opéré en fixant le paramètre  $N_{\text{dbb}}$  à sa valeur moyenne de 400. Dans plusieurs cas, la qualité de l’ajustement est moindre<sup>5</sup>. Ceci peut éventuellement indiquer que  $N_{\text{dbb}}$  est réellement variable. Ce paramètre de normalisation est proportionnel au rayon interne du disque d’accrétion ( $\propto R_{\text{in}}^2$ ) et à un facteur de durcissement spectral généralement noté  $f_{\text{col}}$  (Shimura & Takahara 1995) qui reflète la diffusion Compton Inverse et l’opacité qui déforme le spectre MCD. Tomsick et al. (2015) définissent la

5. Pour le cas le plus éloquent, la mesure de  $\chi^2/\text{dof}$ , où dof désigne le nombre de degrés de liberté, passe de 431/361 à 473/346 en fixant  $N_{\text{dbb}}$ .



**Figure 12.7** – Évolution du flux 0.5–10 keV en 2015, associé aux composantes loi de puissance (points bleus) et corps noir multi-températures du disque d'accrétion (points orange). La somme de ces deux composantes est représentée par les points noirs.

valeur du rayon interne du disque en fonction des paramètres  $N_{\text{dbb}}$  et  $f_{\text{col}}$  :

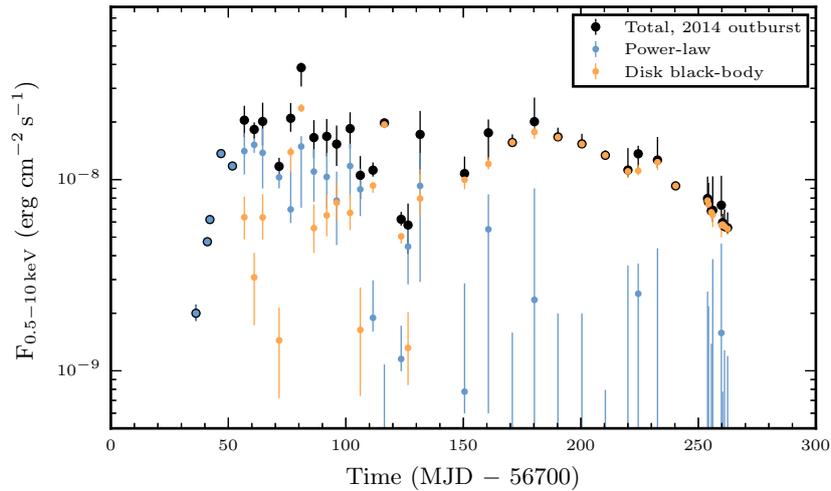
$$R_{\text{in}}/R_g = [0.676(d/10 \text{ pc})f_{\text{col}}^2 N_{\text{dbb}}^{0.5}]/[(M_{\bullet}/M_{\odot}) \cos^{0.5}(i)], \quad (12.1)$$

où  $R_g = GM_{\bullet}/c^2$  est le rayon gravitationnel d'un trou noir,  $d$  est la distance et  $i$  est l'inclinaison du système. Les variations du paramètre  $N_{\text{dbb}}$  au cours du sursaut peuvent également être expliquées par des modifications du facteur  $f_{\text{col}}$  plutôt que par un changement de  $R_{\text{in}}$ . En effet, en supposant que  $R_{\text{in}}$  est constant durant les observations dans le SS,  $f_{\text{col}}$  devrait varier d'un facteur  $\sim 1.36$  pour reproduire la variabilité observée. Cette valeur est raisonnable car [Salvesen et al. \(2013\)](#) ont mesuré des changements de facteurs 2–3.5 qui décrivent les transitions d'état sans invoquer un mouvement radial du disque d'accrétion interne dans le cas de GX 339–4.

### 12.2.2 Sursaut de 2014

Par contraste avec le sursaut de 2015, celui de 2014 a été significativement détecté en rayons X durs par *Swift*/BAT ([Krimm et al. 2014](#)) comme cela est visible en fig. 12.9. La luminosité atteinte se reflète également sur les niveaux de flux 3–9 keV qui sont approximativement 40 fois plus élevés que ceux mesurés en 2015. De plus, bien que GRS 1739–278 ait effectué une transition HS→SS entre  $\sim$ MJD 56750 et  $\sim$ MJD 56870, les données n'indiquent pas de transition vers le HS à la fin du sursaut – du moins jusqu'à la fin des observations. Il est remarquable de noter que GRS 1739–278 a parcouru, au plus, un cycle de sursaut complet en 2014; alors que l'année suivante cette source a parcouru deux cycles, plus rapidement et à une luminosité beaucoup plus faible.

Tout comme le sursaut plus récent de 2015, l'évolution des composantes du flux dans la bande 0.5–10 keV est représentée en fig. 12.8. Comme expliqué en §12.1.3, les cinq premières observations sont mieux décrites par une PL seule. Le modèle de corps noir du disque d'accrétion devient significatif à partir de l'observation n° 6, le MJD 56756.8, et domine complètement le spectre après l'observation n° 24 (table 12.2).



**Figure 12.8** – Évolution du flux 0.5–10 keV en 2014, associé aux composantes loi de puissance (points bleus) et corps noir multi-températures du disque d'accrétion (points oranges). La somme de ces deux composantes est représentée par les points noirs.

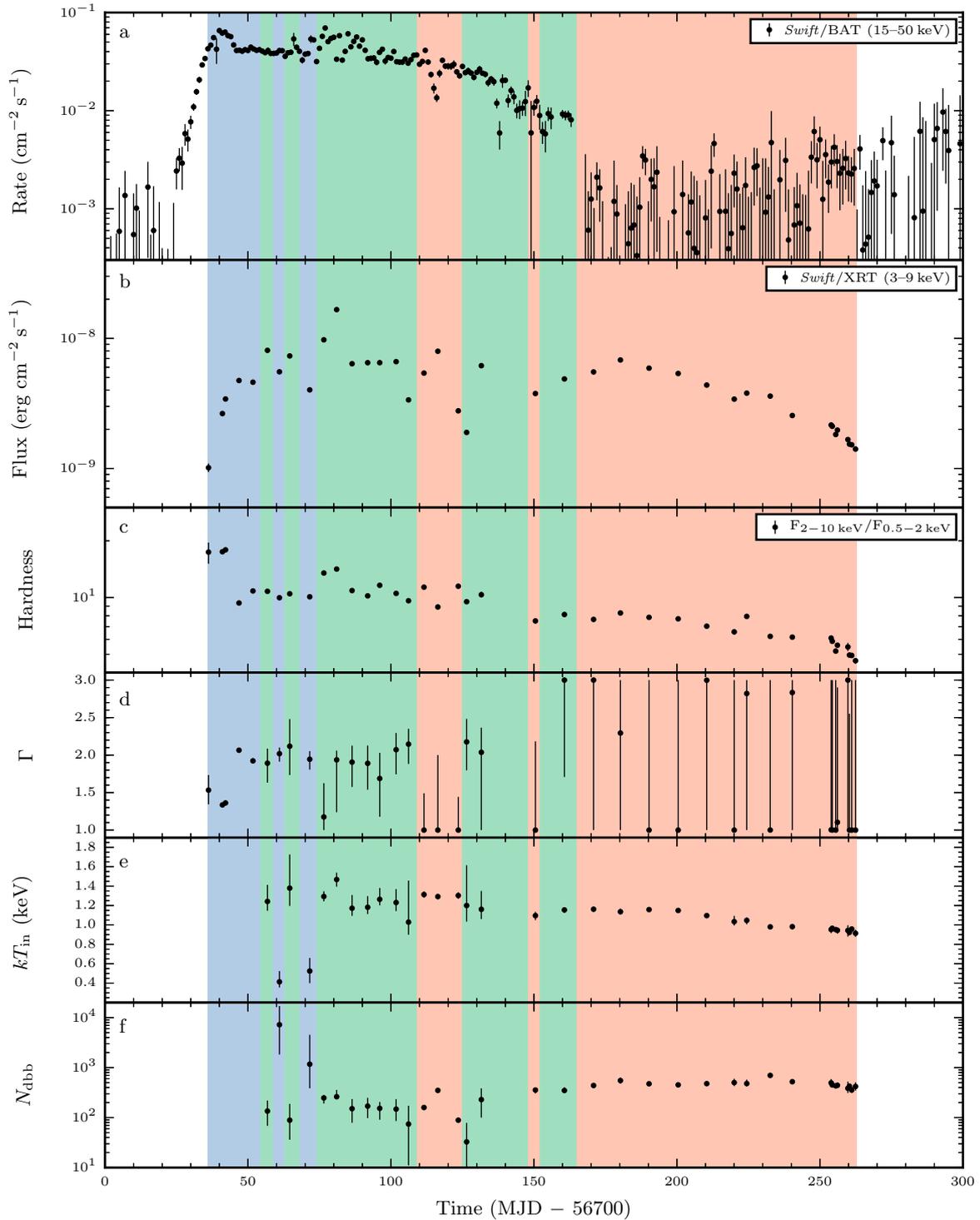
L'évolution de la normalisation de la composante thermique,  $N_{\text{dbb}}$ , est tracée en fig. 12.9. Les observations n° 16 et 20 ( $\sim$ MJD 56806 et MJD 56826), sont ajustées avec des normalisations relativement basses par rapport au comportement global du paramètre. Ces variations de la valeur de  $N_{\text{dbb}}$  peuvent également s'expliquer par un léger changement du facteur de dureté  $f_{\text{col}}$ . Deux mesures n° 7 et 9 indiquent des valeurs de  $N_{\text{dbb}} > 10^3$ , associées à des températures  $kT_{\text{in}}$  sensiblement plus faibles que la moyenne des autres observations (fig. 12.6). Une température faible et une grande normalisation (i.e., un rayon du disque interne conséquent, éq. 12.1), peuvent indiquer un disque tronqué. Le rayon interne du disque d'accrétion serait localisé plus loin du trou noir central et présenterait de ce fait une température inférieure (Tomsick et al. 2009).

### 12.2.3 États spectraux

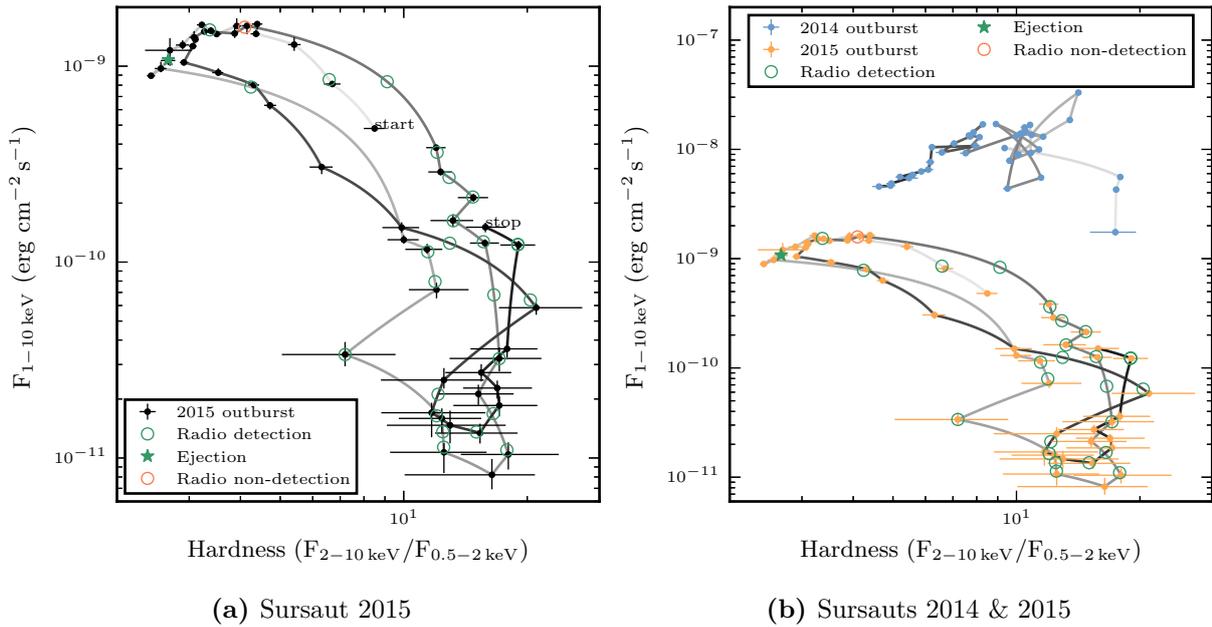
#### Construction des diagrammes HIDs et PLFDs

Le flux en bande 1–10 keV, non absorbé, de *Swift*/XRT est tracé en fig. 12.10 en fonction du rapport de dureté, ou *hardness*, défini ici comme le rapport  $\text{hardness} = F_{2-10 \text{ keV}}/F_{0.5-2 \text{ keV}}$  entre les flux non-corrigés de l'absorption, indépendants du modèle. Ces figures présentent comparativement l'évolution spectrale de GRS 1739–278 au cours des sursauts de 2015 (fig. 12.10a) et de 2014 (fig. 12.10b). Ce type de graphique est connu sous le nom de Hardness-Intensity Diagram (HID, §2.2, e.g., Homan et al. 2001 ; Fender et al. 2009, et les références associées). Les spectres les plus durs tendent à se situer dans la partie droite du diagramme alors que les spectres mous sont plutôt localisés sur la partie gauche.

Une BHB suit un parcours hystérétique dans le plan HID au cours d'un sursaut (Maccarone & Coppi 2003 ; Fender et al. 2004a, 2009). Ce motif est visible lors du sursaut de 2015 en fig. 12.10a : la transition HS  $\rightarrow$  SS survient pour un flux, intégré sur la bande 1–10 keV,  $\sim 5$  fois plus intense que la transition opposée lors du retour dans



**Figure 12.9** – Sursaut 2014 de GRS 1739–278. Les zones bleues, vertes ou orange représentent respectivement les états HS, IS et SS. **a** : taux de comptage de *Swift*/BAT (15–50 keV, [Krimm et al. 2013](#)). **b** : flux corrigé de l’absorption de *Swift*/XRT (3–9 keV). **c** : *hardness*  $\equiv$  rapport entre les flux non-absorbés dans les bandes 2–10 keV et 0.5–2 keV. **d** : indice de photon  $\Gamma$  de la loi de puissance. **e** : température interne du modèle de corps noir du disque. **f** : normalisation du modèle de corps noir.



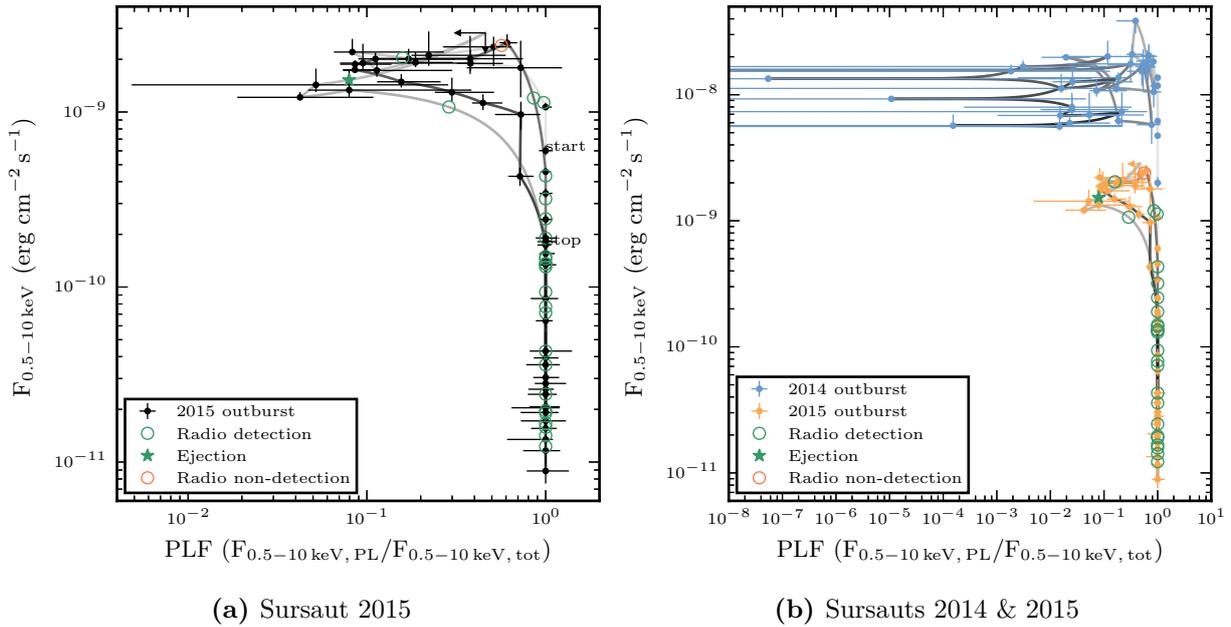
**Figure 12.10** – Hardness-Intensity Diagrams de GRS 1739–278 au cours des deux sursauts de 2014 et de 2015 : flux non-absorbé 1–10 keV en fonction du *hardness*. L'évolution temporelle est représentée en échelle de gris : les lignes les plus claires représentent des mesures antérieures à celles foncées. Les caractéristiques de l'émission de rayons X lors des observations radio sont indiquées par des cercles.

l'état *hard* (Homan & Belloni 2005 ; Fender et al. 2009). De manière très intéressante, GRS 1739–278 parcourt deux fois la figure « turtlehead » lors du sursaut de 2015. Ceci correspond aux deux maxima/minima mis en évidence en fig. 12.5 et 12.7. Ce comportement est en contraste avec celui du sursaut précédent (fig. 12.10b). L'émission de rayons X est approximativement un ordre de grandeur plus intense et aucune transition de retour vers l'état *hard* n'a été constatée durant la période étudiée, d'où l'absence de motif cyclique pour le HID de 2014.

Ces HIDs peuvent être utilisés pour déterminer l'état spectral d'une BHB durant son sursaut. Cependant le rapport de dureté ne permet ni de distinguer, ni de comparer, les composantes spectrales. La forme des HIDs dépend des bandes d'énergie dans lesquelles les flux sont intégrés. Ainsi, les composantes thermiques et non-thermiques peuvent être mélangées.

Dans le but de palier à cette incertitude, l'évolution de GRS 1739–278 est présentée en fig. 12.11 dans le Power-law Fraction Diagram (PLFD, e.g., Tomsick et al. 2005 ; Körding et al. 2006a ; Dunn et al. 2010). Le flux total  $F_{0.5-10 \text{ keV}}$ , somme des flux attribués aux modèles MCD et PL, est tracé en fonction de la « fraction de loi de puissance » (Power-Law Fraction, PLF) : rapport entre le flux de la PL et le flux total en bande 0.5–10 keV,  $\text{PLF} = F_{0.5-10 \text{ keV, PL}}/F_{0.5-10 \text{ keV, tot}}$ . Étant donné que les spectres durs sont dominés par la composante en PL alors que cette contribution est négligeable dans les spectres mous, l'interprétation des états spectraux est équivalente aux HIDs.

Les fig. 12.10a et 12.11a mettent en évidence le diagramme en « q », parcouru en sens antihoraire. En dessous d'un flux 0.5–10 keV de  $\sim 6 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , GRS 1739–278

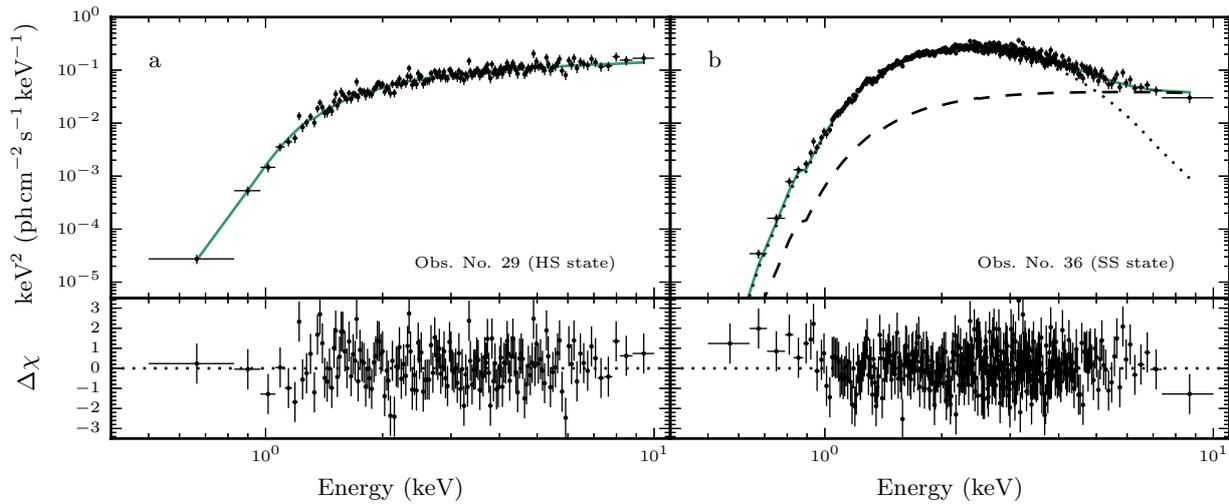


**Figure 12.11** – Power-Law Fraction Diagrams de GRS 1739–278 au cours des deux sursauts de 2014 et de 2015 : somme des flux 0.5–10 keV des composantes MCD et PL en fonction de la PLF. Le code couleur utilisé est identique à celui de la fig. 12.10.

se trouve systématiquement dans le HS. Au-dessus de ce niveau, les spectres sont, soit dominés par la PL soit par le MCD, selon leur position respective dans la partie droite ou gauche du PLFD. Les branches  $\sim$ horizontales marquent les transitions d'état. La PLF de GRS 1739–278 durant le sursaut de 2015 ne descend pas en dessous de  $4_{-2}^{+6}\%$  pour les mesures dans le SS pour les composantes en bande 0.5–10 keV. Cette valeur est similaire à celles adoptées par la source *outlier* typique H 1743–322 (jusqu'à  $\sim 2\%$  (3–10 keV durant la décroissance de son sursaut de 2003), par contraste avec GX 339–4 et GRO 1655–40 dont les PLFs peuvent atteindre  $< 1\%$  (Kalemci et al. 2006 ; Dunn et al. 2010). La comparaison du sursaut 2015 de GRS 1739–278 avec ses précédents, en 2014 et 1996, et avec les autres BHBs révèlent que les transitions d'état vers le SS sont survenues à très basse luminosité. Cet aspect sera discuté en §12.4.

### Détermination des états spectraux

Comme cela a été détaillé en §2.2, une BHB parcourt le diagramme HID, intégralement ou partiellement, lors d'un sursaut (Fender et al. 2004a). Un sursaut débute dans le HS où les luminosités radio et rayons X s'accroissent graduellement alors que le spectre en rayons X demeure dur (Corbel et al. 2000). À moins que la source retourne dans le HS après un bref passage dans le IS (« failed outbursts », Brocksopp et al. 2004 ; Capitanio et al. 2009 ; Ferrigno et al. 2012 ; Russell et al. 2015, avec notamment les cas de H 1743–322 et MAXI J1836–194 en exemple), la BHB finit par atteindre le SS. Ce SS est caractérisé par une émission thermique en provenance du disque d'accrétion prédominante et habituellement par la disparition du jet radio (§2.2.2). Les ISs possèdent des propriétés intermédiaires à celles des HSs et SSs (Homan & Belloni 2005) ; ils sont



**Figure 12.12** – Spectres mesurés avec *Swift*/XRT lors des observations n° 29 et 36 du sursaut de 2015 (table 12.1, lignes verticales en fig. 12.5). GRS 1739–278 était dans l'état *hard* (a) et dans l'état *soft* (b). Le spectre résultant ajusté est représenté en vert alors que les composantes de PL et de MCD sont respectivement tracées en tirets et en pointillés. Les résidus d'ajustement  $\Delta\chi$  sont représentés sur les panneaux inférieurs.

souvent associés aux éjections radio majeures (Corbel et al. 2004 ; Fender et al. 2004a).

GRS 1739–278 a eu la particularité de compléter deux cycles successifs dans les représentations HID/PLFD durant le sursaut de 2015. La détermination des états spectraux en rayons X dans lesquels se trouvait la BHB s'appuie sur les propriétés spectrales dans la bande 0.5–10 keV. En effet, les densités spectrales de puissance (ou PSD pour Power Spectral Density) n'ont pu être contraintes correctement. Les observations *Swift*/XRT ont été réalisées soit dans le mode Windowed Timing (WT) soit dans le mode Photon Counting (PC). Les taux de comptage et les résolutions temporelles pour ces modes sont respectivement 0.19–19.6 ct s<sup>-1</sup>, 1.7 ms, et 0.07–2.6 ct s<sup>-1</sup>, 2.5 s. Les difficultés inhérentes à l'analyse fréquentielle des données WT sont connues<sup>6</sup> et empêchent le calcul des PSDs si le flux n'est pas assez haut. L'analyse de l'observation n° 7, présentant un flux de  $\sim 19.2$  ct s<sup>-1</sup> (table 12.1), a permis de mesurer un rms relatif<sup>7</sup> de  $5 \pm 5\%$  en accord avec les valeurs attendues lors d'un SS (e.g., McClintock & Remillard 2006). Les données PC, quant à elles, sont affectées par un *pile-up* significatif. De plus, les incertitudes relativement importantes ainsi que la limitation de la bande passante ne permettent pas d'obtenir des mesures raisonnables de l'amplitude de rms.

Les états spectraux sont donc déterminés à partir des informations spectrales uniquement. En se basant sur les diagrammes PLFD, représentés en fig. 12.11, et les recommandations de McClintock & Remillard (2006), le SS est estimé atteint lorsque  $PLF \leq 0.25$ . Cet état est mis en évidence sous la forme de périodes orange dans les fig. 12.5 et 12.9. Le HS, quant à lui, présente une composante de PL dominante par rapport au MCD,

6. [http://www.swift.ac.uk/analysis/xrt/digest\\_cal.php](http://www.swift.ac.uk/analysis/xrt/digest_cal.php).

7. Le rms relatif est défini comme le rapport entre le rms et la moyenne du signal temporel :  $\sqrt{n^{-1} \sum_k x_k^2} / \langle x \rangle_t$ . D'après le théorème de Parseval,  $\sum_k x_k^2 = n^{-1} \sum_j |X_j|^2$  où  $X_j = \text{FT}(x_k)$ . Comme  $\text{Var}(x_k) = n^{-1} \sum_j |X_j|^2$ , le rms relatif est aussi écrit  $\sqrt{n^{-1} \text{Var}(x_k)} / \langle x \rangle_t$ .

considéré atteint lorsque  $PLF \geq 0.80$  (zones bleues en fig. 12.5 et 12.9). Le IS correspond donc aux cas pour lesquels  $0.25 < PLF < 0.80$  (zones vertes). Ces zones sont indicatives de l'état spectral de GRS 1739–278, en particulier pour le sursaut de 2014 où les incertitudes liées à la mesure du flux des différentes composantes sont relativement grandes. Les observations n° 7 et 9 sont également associées au HS car la composante thermique devient insignifiante par rapport à la PL, peut-être à cause de la troncature du disque d'accrétion (§12.2.2).

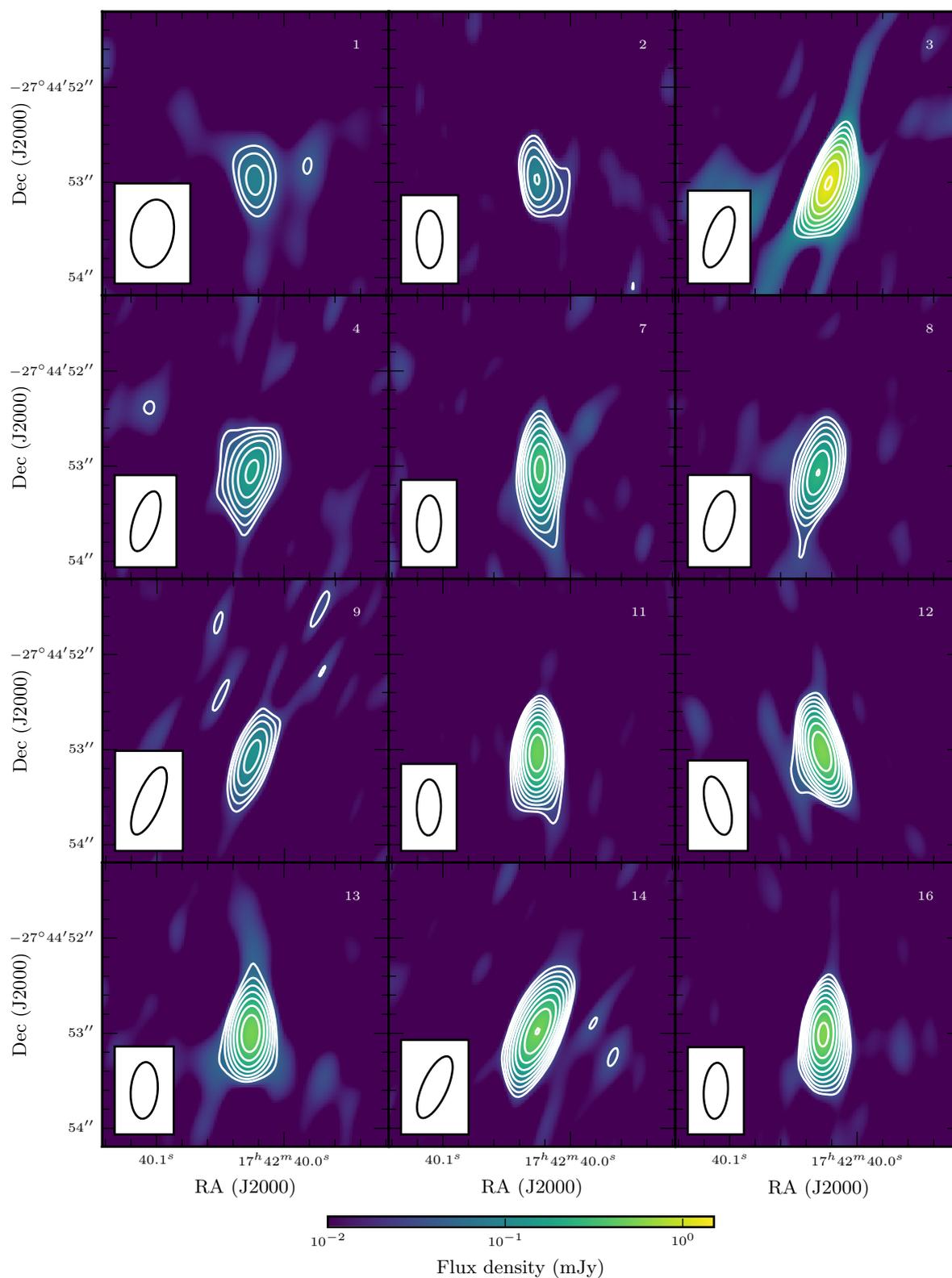
## 12.3 Émission radio – corrélation avec les rayons X

### 12.3.1 Variabilité

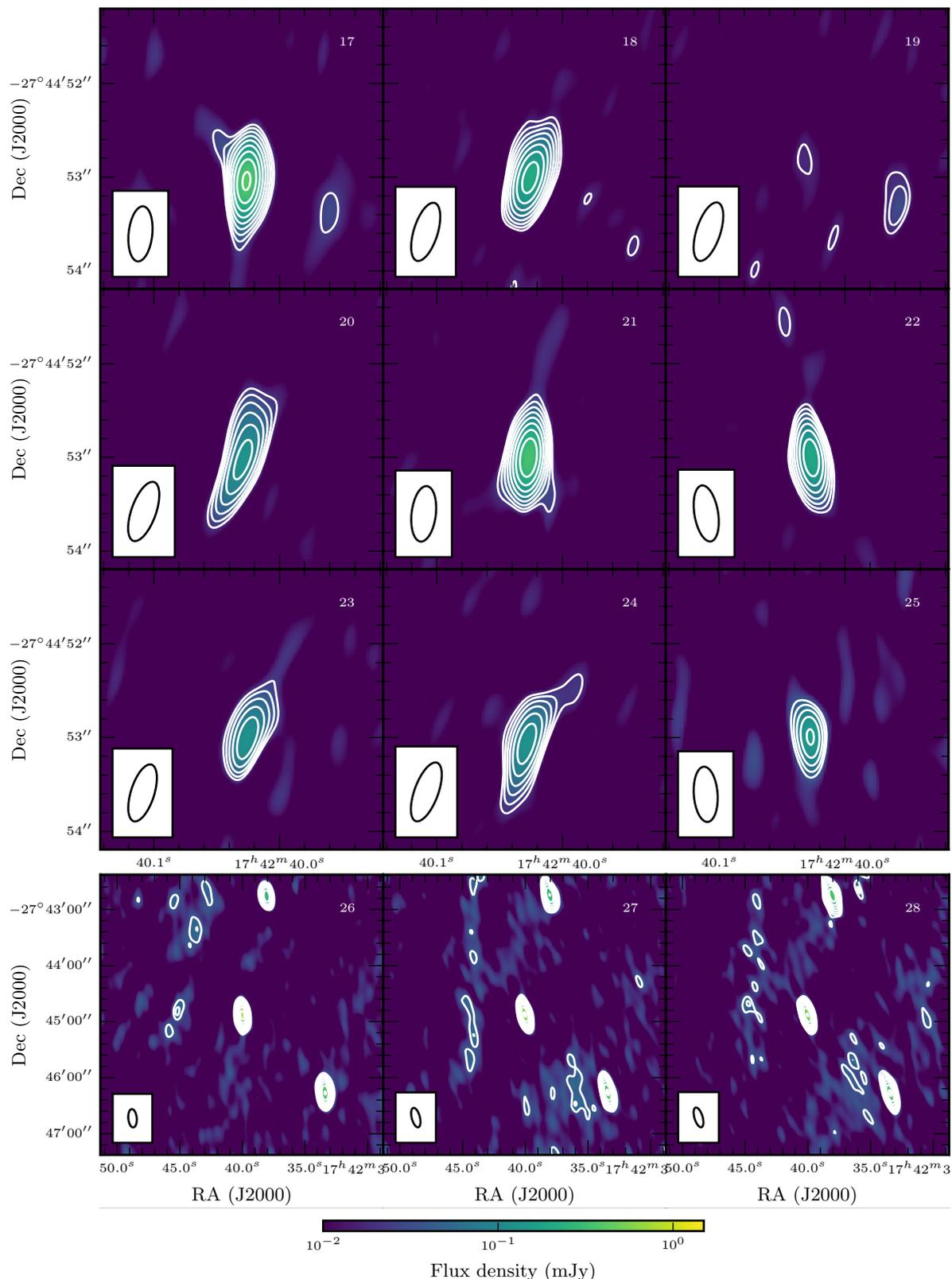
Les 28 observations radio effectuées avec le VLA dévoilent une variabilité significative de la source GRS 1739–278 au cours de la campagne (table 12.3, fig. 12.5, 12.13 et 12.14). La densité de flux intégrée sur la bande 4.74–7.96 GHz s'accroît fortement de  $\sim 70$  à  $\sim 1400 \mu\text{Jy}$  au cours des trois premières observations, dans un intervalle de 10 jours. Le maximum de densité de flux radio détecté survient à ce stade, le 21 juin 2015 (MJD 57194.2). Ce niveau d'émission est comparable à ceux rapportés lors du sursaut de 1996, entre 1.1–4.7 mJy à 4.9 GHz (table 12.4, Hjellming et al. 1996). Outre ce point particulier, l'émission radio de GRS 1739–278 est détectée avec des différences de flux d'un facteur  $\leq 6$ . Le 13 août 2015 (MJD 57247.07), la BHB est même devenue indétectable au moment de la transition vers le SS (§12.2.3). Ce comportement est quelquefois attendu alors que le jet compact s'éteint (e.g., Corbel et al. 2004 ; Fender et al. 1999, 2004a, 2009), probablement à cause d'une diminution de l'apport de matière lorsque de puissants vents balaient le disque d'accrétion (Neilsen & Lee 2009). Ainsi, une limite supérieure à  $3\sigma$  sur la densité de flux de GRS 1739–278 est fournie :  $< 17 \mu\text{Jy}$ ,  $\sigma$  étant le rms de la région considérée.

Aucune des observations radio ne contient d'indices relatifs à la présence d'un signal polarisé à la position de GRS 1739–278. En effet, aucun point-source ne peut être ajusté sur les images réalisées dans les paramètres de Stokes  $Q$ ,  $U$  et  $V$ . Ainsi, seules des limites supérieures sur la densité de flux de l'émission polarisée sont en mesure d'être fournies, en tenant compte des rms des images correspondantes. Par exemple, les images créées lorsque la BHB était la plus brillante (obs. n° 3), permettent de mesurer des rms de 10.53, 10.36 et 10.44  $\mu\text{Jy}$  respectivement pour les paramètres de Stokes  $Q$ ,  $U$  et  $V$ . La polarisation linéaire, définie comme  $LP = (Q^2 + U^2)^{1/2}$ , peut donc être contrainte à ne pas excéder  $LP \leq 44.31 \mu\text{Jy}$  avec un degré de confiance de  $3\sigma$ . Pour ce qui concerne la polarisation relative  $FP = 100LP/I$ , où  $I$  est l'intensité totale mesurée, une limite supérieure de  $3.17^{+0.09}_{-0.10}\%$  peut lui être attribuée. Avec un temps d'exposition sur la source plus long (40 min au lieu de 18.5 min) et la même configuration du réseau VLA, les rms sont de 5.86, 5.78 et 5.86  $\mu\text{Jy}$  (pour les paramètres de Stokes  $Q$ ,  $U$  et  $V$ ) pour les images effectuées lors de l'observation n° 16, la deuxième plus brillante. Les limites supérieures à  $3\sigma$  sur les degrés de polarisation correspondants sont  $LP \leq 24.71 \mu\text{Jy}$  et  $FP \leq 4.16 \pm 0.09\%$ .

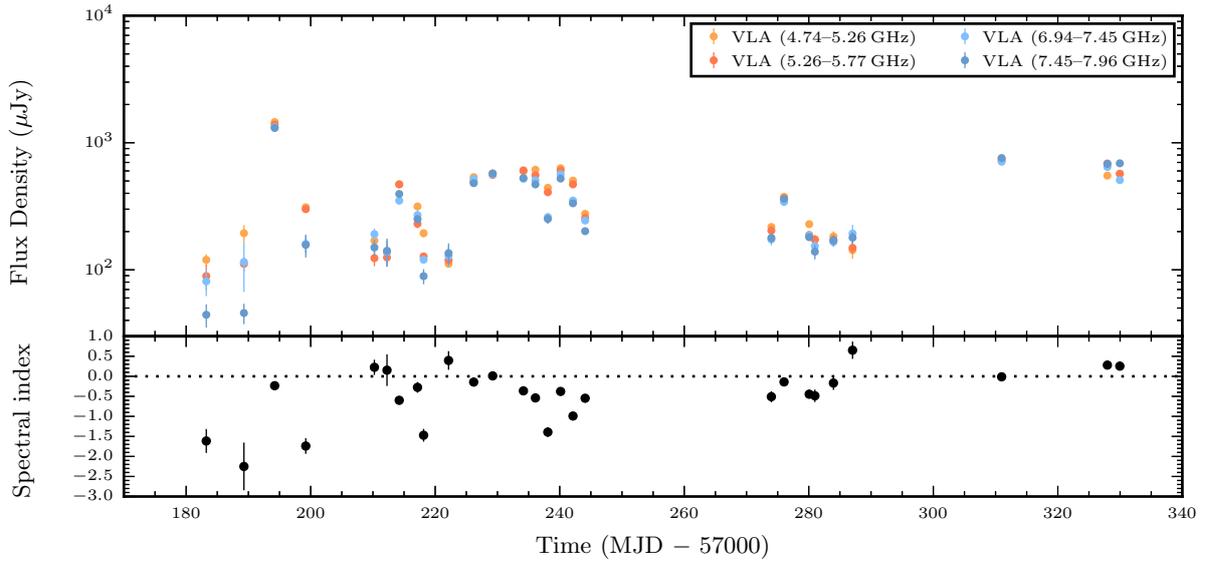
Bien que l'émission radio en provenance du jet d'une BHB puisse être polarisée linéairement (jusqu'à 15% ou même 70% si le spectre synchrotron est optiquement épais ou fin, Longair 1994), elle demeure rarement observée (e.g., Corbel et al. 2000 ; Fen-



**Figure 12.13** – Sélection d’images radio de GRS 1739–278 obtenues avec le VLA. Les deux premières observations ont été effectuées en configuration BnA→A, les autres en A. Les dimensions des images sont :  $3'' \times 3''$ . L’observation n° 3 montre le maximum de l’émission, probablement dû à une éjection discrète. Les contours sont à  $\text{rms} \times \sqrt{2^n}$  avec  $n = 3, 4, \dots$



**Figure 12.14** – Description semblable à celle de la fig. 12.13. Les observations n° 17–24 sont prises en configuration A, la n° 25 en A→D (dimensions des images :  $3'' \times 3''$ ). Les obs. n° 26–28 ont été effectuées en configuration D, la plus étendue (dimensions :  $300'' \times 300''$ ). L’observation n° 19 présente une non-détection.



**Figure 12.15** – Évolution des densités de flux radio mesurées dans quatre bandes de fréquence. Les indices spectraux  $\alpha$  sont tracés sur le panneau inférieur. Les  $\alpha$  sont ajustés sur les quatre mesures de flux en considérant un modèle de spectre de la forme  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ . L’observation n° 19 durant laquelle GRS 1739–278 n’est pas significativement détecté n’est pas représentée.

der 2003 ; Brocksopp et al. 2007, 2013). Il est possible que la sensibilité résultant des observations ne soit pas suffisante pour détecter les faibles niveaux de polarisation. Par exemple, Corbel et al. (2000) ont détecté des niveaux de polarisation linéaire de l’ordre de  $\sim 2\%$  lors de plusieurs observations de GX 339–4 dans le HS avec le réseau ATCA à 8.7 GHz. La densité de flux était cependant nettement plus élevée, à  $\sim 8\text{--}9\text{ mJy}$  et le temps d’exposition était de 12 h par observation. Au-delà des incertitudes de mesure, l’absence de polarisation pourrait être due à plusieurs effets. Notamment, l’observation d’une source non résolue qui comporte plusieurs composantes affublées d’un certain degré d’émission polarisée, peut aboutir en une dilution spatiale du signal polarisé (e.g., Stirling et al. 2004). Les angles de polarisation peuvent pivoter en fonction de plusieurs mécanismes : chocs, rotation des structures magnétiques, accélération/décélération du jet (Blandford & Königl 1979), ou encore rotation Faraday lors du parcours du signal dans un milieu interstellaire magnétique. Cette rotation des angles de polarisation peut entraîner une diminution du signal.

### 12.3.2 Évolution spectrale

Chaque observation avec le VLA a été imagée dans quatre bandes de fréquence : 4.74–5.26, 5.26–5.77, 6.94–7.45, 7.45–7.96 GHz. Un spectre en loi de puissance, de forme  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , a été ajusté sur ces quatre mesures de densité de flux dans le but de contraindre l’indice spectral  $\alpha$ . Les figures 12.16 et 12.17 regroupent les données et les spectres ainsi ajustés. Les indices spectraux sont reportés en table 12.3 avec une incertitude d’ajustement à 90%. Leur évolution est tracée en fig. 12.5 et plus en détail en fig. 12.15 avec la courbe de lumière radio évaluée dans les quatre bandes fréquentielles. L’indice spectral varie fortement entre  $-2.23 \pm 0.60$  et  $+0.63 \pm 0.21$  au cours des différentes observations

VLA. L'analyse des sources proches contenues dans le champ de vue ne semble pas indiquer de telles variations de leurs spectres. Ceci renforce l'idée selon laquelle la variabilité spectrale n'est pas un effet systématique, mais est très certainement intrinsèque à GRS 1739–278.

Les observations n° 1–4 ont été faites lors d'un état *soft*/intermédiaire (fig. 12.5, §12.2.3). Elles présentent notamment un spectre d'émission synchrotron optiquement mince, caractérisé par des indices spectraux entre  $-2.23 \pm 0.60$  et  $-1.61 \pm 0.30$ . Parmi ces observations, une mesure est légèrement optiquement mince, avec  $\alpha = -0.23 \pm 0.07$ . Elle correspond au maximum de brillance de l'émission radio qui atteint  $\sim 1.4$  mJy le MJD 57194.2. Cette dernière observation pourrait correspondre à l'éjection discrète d'une bulle de plasma, souvent observée lors de la transition d'état HS  $\rightarrow$  SS (e.g., Brocksopp et al. 2013). Dans ce scénario, il est attendu que l'émission radio aux plus hautes fréquences atteigne un maximum à plus forte luminosité, avant que l'émission aux plus basses fréquences n'atteigne un pic à son tour. Ceci est principalement dû à la diminution de la profondeur optique au fur et à mesure que la bulle de plasma s'étend (Hjellming & Johnston 1988). L'échantillonnage parcimonieux autour de MJD 57194.2 ne permet pas d'associer avec certitude l'évènement à une éjection discrète. En effet, la différence d'amplitude ainsi qu'un éventuel délai entre les émissions haute et basse fréquences ne peuvent pas être distingués (fig. 12.15). Les éventuelles bulles d'émission radio ne sont pas non plus résolues dans les images en configuration A dont la résolution, aux plus hautes fréquences, est de  $\sim 577$  mas  $\times$  235 mas. Cependant, la montée abrupte de la luminosité radio, associée à l'aplatissement de l'indice spectral et à la transition vers l'état *soft*, laisse penser que la composante spectrale à haute fréquence a subi une croissance rapide, peut-être provoquée par une éjection.

Bien que les jets compacts soient généralement caractérisés par des spectres radio plats, voire légèrement inversés (§3.2.4, Blandford & Königl 1979 ; Falcke & Biermann 1995), certaines études tendent à montrer que les sources *outlier* de la corrélation radio/rayons X (§2.3.1) possèdent des spectres moins inversés que les BHBs dites *standard* (Coriat et al. 2011 ; Corbel et al. 2013b ; Brocksopp et al. 2013). D'après les fig. 12.5 et 12.15, les indices spectraux sont globalement en accord avec un spectre  $\sim$ plat lors des périodes de HS, où un jet compact est attendu. Toutefois, mis à part les points éventuellement associés à une éjection discrète, quelques mesures présentent un spectre radio optiquement mince lors des états HS ou IS : notamment les observations n° 9 et 15 avec  $\alpha \sim -1.4 \pm 0.2$  (MJD 57218.14 et MJD 57238.09, table 12.3). Les modèles de jets compacts auto-absorbés (§3.2.4) considèrent que la contribution à haute fréquence au spectre synchrotron provient des régions les plus proches du trou noir. Corbel et al. (2013b) ont notamment mis en évidence un délai d'environ deux semaines entre la reprise des activités radio et optique/infrarouge proche lors de la transition SS  $\rightarrow$  HS pour la source GX 339–4. Ce délai est identique à celui observé lors de la transition inverse, où l'émission optique/infrarouge proche s'éteint avant la radio (Homan et al. 2005). Ainsi, Corbel et al. (2013b) ont proposé un scénario selon lequel l'émission radio, à la transition SS  $\rightarrow$  HS, est la première à ré-apparaître car la densité de plasma est encore faible et le spectre synchrotron est optiquement mince. La transition vers des spectres optiquement épais s'opère lorsque la densité de plasma dans le jet augmente. En parallèle, des chocs internes (Malzac 2014) peuvent se former et permettent l'accélération de particules à proximité de la base des jets, où les hautes fréquences sont produites. Dans le cas de

GRS 1739–278, l'état *hard* ne dure que très peu de temps entre les deux cycles successifs de 2015 (environ  $<40$  jours, fig. 12.5). Ces délais entre la formation des zones d'accélération de particules à différents emplacements du jet, combinés à d'éventuelles instabilités d'approvisionnement du jet peuvent conduire à l'observation de spectres radio optiquement minces comme lors de certaines observations entre les deux SSs de 2015 (fig. 12.15).

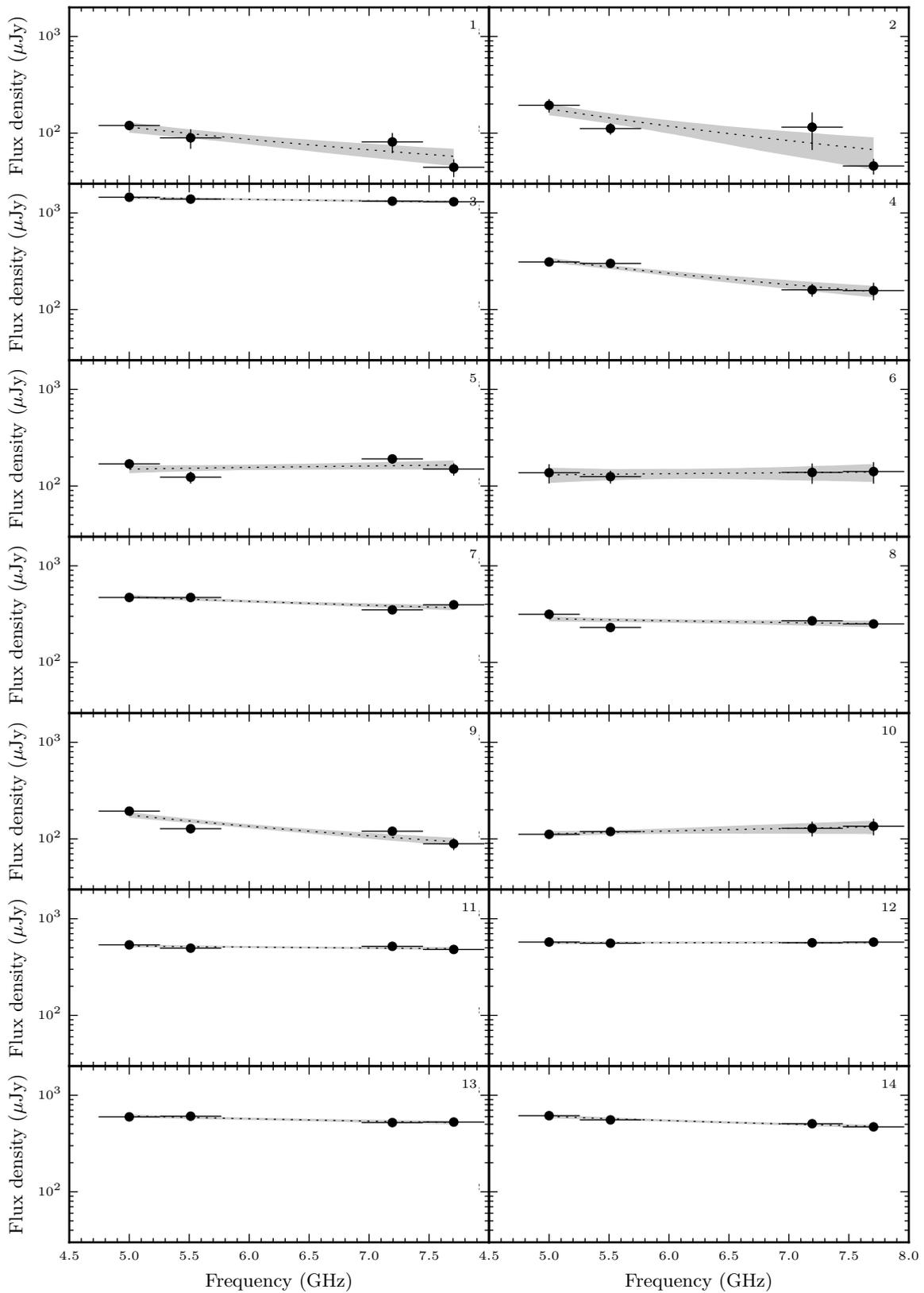
Ces variations spectrales ont déjà été détectées au cours d'observations de plusieurs BHBs en sursaut. Par exemple, Brocksopp et al. (2013) ont analysé les données enregistrées par le Australia Telescope Compact Array (ATCA) en provenance de XTE J1752–223, une source *outlier* durant son sursaut de 2009/2010. Les densités de flux radio mesurées sont bien supérieures à celles atteintes par GRS 1739–278 en 2015, jusqu'à  $>20$  mJy à 4.5–9 GHz. Une variation significative de l'indice spectral est rapportée, avec des valeurs oscillant entre  $\sim 0.4$  et  $\sim -1.7$  et ce dans les états HS ou IS. L'indice spectral radio lors du HS à la fin du sursaut est globalement autour de  $-0.5$  et descend même jusqu'à  $-1$ . Comme pour GRS 1739–278, un spectre synchrotron optiquement mince est observé en moyenne.

### 12.3.3 Comportement radio au cours du cycle d'hystérésis

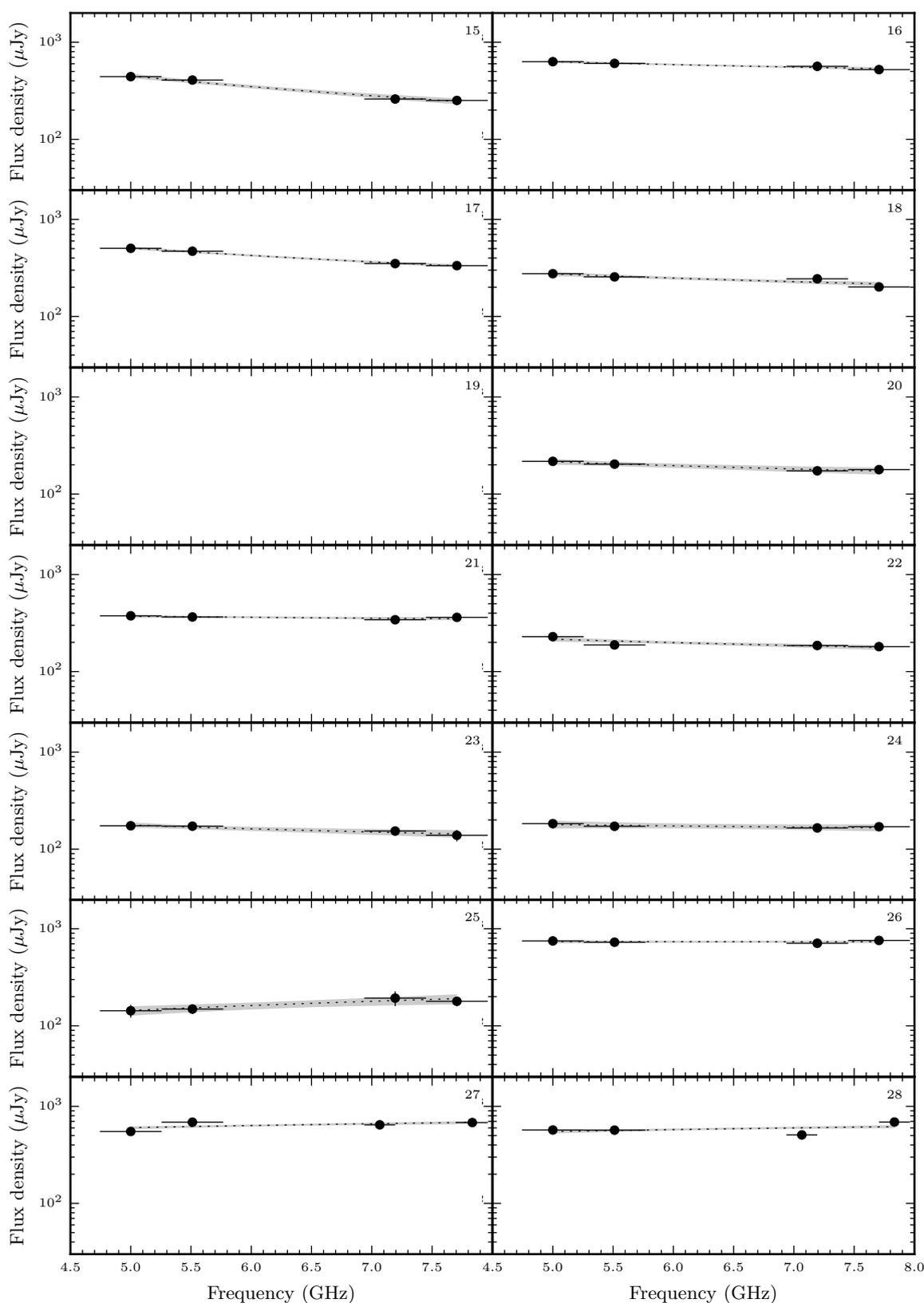
Les figures 12.10 et 12.11 mettent toutes deux en évidence, grâce aux propriétés des rayons X, les deux cycles d'hystérésis parcourus par GRS 1739–278 lors de son sursaut de 2015. Les observations radio avec le VLA quasi-simultanées à celles de *Swift*/XRT sont également reportées sur ces figures afin d'évaluer le comportement de l'émission radio au cours des cycles. Malheureusement il n'y a pas eu de couverture radio lors du sursaut de 2014 et seules les observations radio en 2015 sont indiquées, avec un cercle vert ou rouge selon que GRS 1739–278 ait été détecté ou non. L'observation n° 3 le MJD 57194.2, qui présente le maximum de l'émission radio probablement dû à une éjection discrète (§12.3.2), est représentée avec une étoile verte. Avec l'objectif d'obtenir une vision plus réaliste des propriétés de l'émission de rayons X au moment des observations radio, ces points ont été placés à des propriétés intermédiaires par rapport à celles caractérisant les deux observations *Swift* qui les encadrent. La détermination du placement du point est faite de manière barycentrique, pondérée par la séparation temporelle relative des observations.

À première vue, l'émission radio est présente quelles que soient les propriétés de l'émission de rayons X pour le sursaut de 2015 de GRS 1739–278. Le pic radio semble survenir lorsque la BHB a été dans un de ses états spectraux les plus *soft*. Ce comportement est déjà visible au niveau de la courbe de lumière en fig. 12.5. Il est clairement mis en évidence en fig. 12.10a. Même dans la représentation PLFD en fig. 12.11a, l'éjection discrète supposée précède une observation pour laquelle la composante PL est la plus faible. Seule une limite supérieure sur le flux associé à cette composante non-thermique est fournie (fig. 12.7). L'extinction du jet compact, représentée par le cercle rouge, est localisée dans la seconde branche supérieure des diagrammes HID et PLFD, lors de la transition HS  $\rightarrow$  SS (comme dans le cas de GX 339–4 par exemple, Fender et al. 1999 ; Corbel et al. 2000).

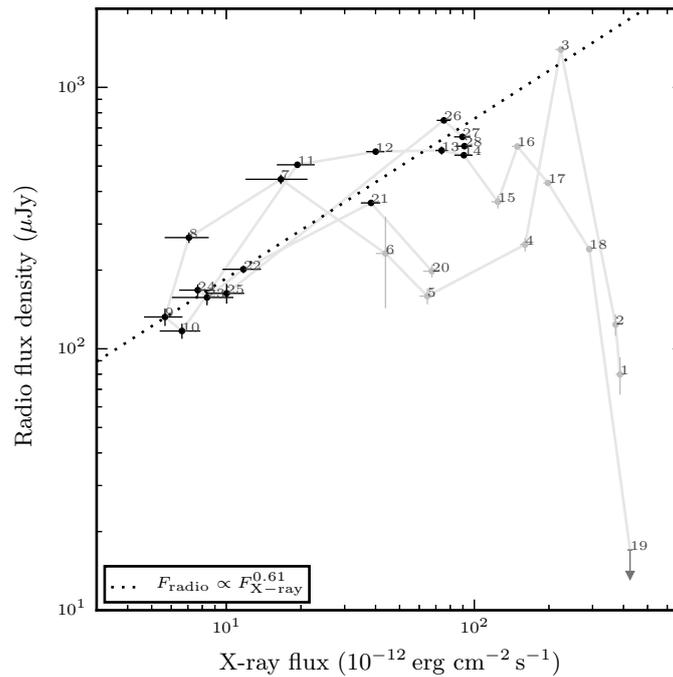
Malgré un échantillonnage parcimonieux lors de la première transition vers le SS, les quatre premières observations présentent une émission radio significative. Comme cela a été décrit, le spectre de ces émissions est globalement optiquement mince (§12.3.2)



**Figure 12.16** – Ajustement spectral pour chaque observation de GRS 1739–278 par le VLA. La ligne pointillée représente la loi de puissance  $S_\nu \propto \nu^\alpha$  et la zone grisée représente l'intervalle de confiance à 95%.



**Figure 12.17** – Ajustement spectral pour chaque observation de GRS 1739–278. La description des figures est identique à celle de la fig. 12.16. L’observation n° 19 n’a pas été prise en compte car la BHB est indétectable en radio.



**Figure 12.18** – Densité de flux radio en fonction du flux de rayons X non-absorbés 3–9 keV. Les données de GRS 1739–278 sont représentées en noir ou en gris selon qu’elles aient été mesurées dans le HS ou dans le IS/SS. La ligne pointillée symbolise l’ajustement par loi de puissance des points pris durant le HS. Chaque mesure est numérotée en fonction de l’ordre d’observation (table 12.3).

et il est possible que le jet compact se soit éteint. Corbel et al. (2004) ; Fender et al. (2009) ont également observé des cas de BHB en sursaut pour lesquels une émission radio était présente durant le SS. Ces auteurs proposent que ce rayonnement radio tire son origine des interactions entre le jet et le milieu interstellaire. Des zones de chocs se forment au niveau desquelles des particules peuvent être accélérées et peuvent émettre un rayonnement synchrotron dans un environnement optiquement mince, alors que le jet compact est éteint (Corbel et al. 2002 ; Fender et al. 1999, 2004a).

### 12.3.4 Corrélation radio/rayons X

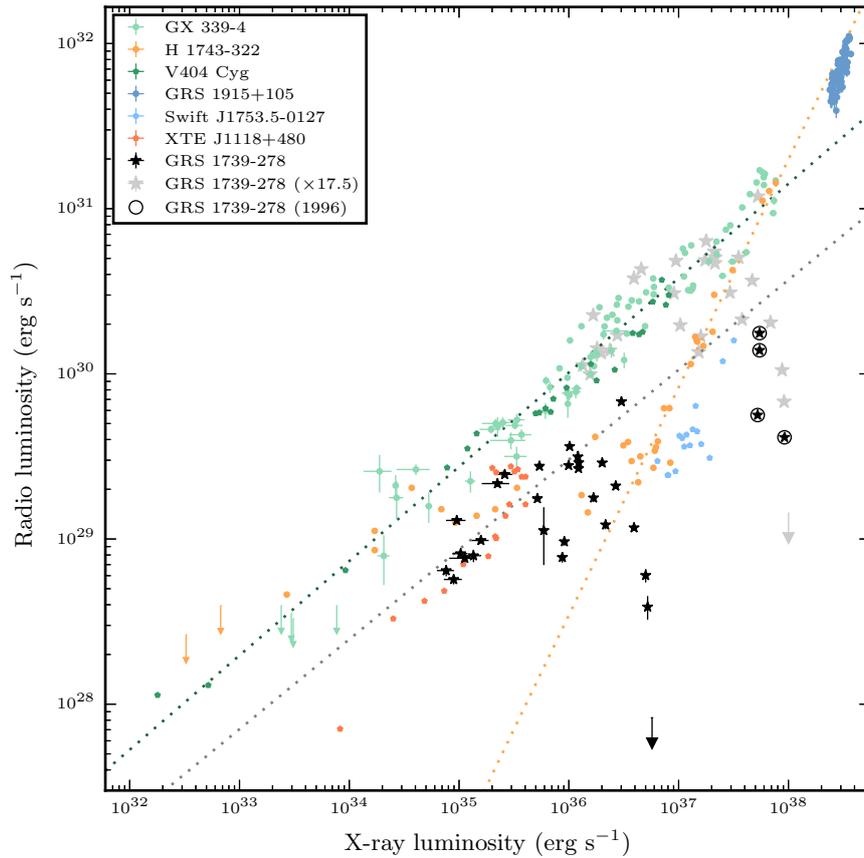
L’émission radio en provenance du jet est corrélée aux niveaux de rayons X dans les états *hard* des sursauts. Cela reflète le couplage entre l’accrétion et l’éjection et/ou la contribution des jets aux deux longueurs d’onde (Corbel et al. 2000 ; Fender 2001 ; Corbel et al. 2003 ; Gallo et al. 2003) et probablement lors de certains états de quiescence (e.g., Gallo et al. 2014 ; Rana et al. 2016). Par contraste, durant les phases de transition entre le HS et le SS, le comportement de cette corrélation est différent. L’émission radio décroît ou croît lors des transitions HS → SS ou SS → HS alors que le jet compact s’éteint ou s’active. Il est possible de se baser sur ce graphique de corrélation pour déterminer les états spectraux d’une BHB en sursaut.

Par opposition aux mesures radio avec le VLA, les mesures de flux de rayons X avec *Swift*/XRT lors du sursaut de 2015 sont relativement lisses entre chaque observation

(fig. 12.5). Il n'y a pas de contrepartie visible sur la courbe XRT correspondant au pic d'émission radio observé le MJD 57194.2. Ceci renforce l'interprétation de cet événement comme étant une éjection discrète plutôt qu'une modification dans le comportement du jet compact. L'apparente régularité de la courbe de lumière en rayons X mous lors d'un sursaut a été mesurée plusieurs fois pour d'autres sources (e.g., Corbel et al. 2003 ; Brocksopp et al. 2013, pour les comportements de GX 339–4 et de XTE J1752–223). Les observations en rayon X et radio n'ont pas été effectuées strictement simultanément (tables 12.1 et 12.3). L'interpolation linéaire des flux de rayons X permet donc d'estimer le niveau d'émission en bande 3–9 keV à la date de chaque observation radio.

La densité de flux radio en fonction du flux de rayons X non-absorbés 3–9 keV est tracée en fig. 12.18 pour les 28 observations avec le VLA. Les émissions radio et rayons X présentent deux types de régime dans cette figure. Le premier est semblable à la corrélation *standard* de l'état *hard* pour lequel les points sont tracés en noir (Corbel et al. 2003 ; Gallo et al. 2003). Le deuxième correspond aux phases de transition, éventuellement d'éjection (§12.3.2), lors des états IS et SS. Les points correspondants sont notés en gris. Ce diagramme de corrélation, visible pour d'autres sources comme GX 339–4 (fig. 7 de Corbel et al. 2013a) est en réalité très similaire aux diagrammes HIDs/PLFDs. Après la phase d'éjection durant le SS (obs. n° 1–4), GRS 1739–278 reconstruit son jet compact en entrant dans le HS et la luminosité radio augmente progressivement (obs. n° 5, 6). La phase HS concerne les obs. n° 7–14 où les émissions radio et X sont bien corrélées. Le jet compact s'éteint progressivement lors de la transition HS → SS (obs. n° 15–18) jusqu'à être imperceptible (obs. n° 19). Il se ré-active lors de la dernière décroissance vers l'état *hard* (obs. n° 20) et l'émission de GRS 1739–278 retombe sur la branche de corrélation (obs. n° 21–28). Ce scénario semble être indiqué par la fig. 12.18. Cependant, d'après la discussion concernant les états spectraux de la source (§12.2.3), plusieurs observations réalisées lorsque la BHB était supposément dans le HS (fig. 12.5), bien que proches des transitions, ne sont pas localisées sur la branche de corrélation (obs. n° 5, 6, 15, 16, 17 et 20). Cela peut éventuellement être dû à un délai entre les émissions radio et rayons X (e.g., Corbel et al. 2013b); et/ou donner une indication selon laquelle le jet ne contribue pas au flux 3–9 keV à ces périodes. Les points se trouvant sur la branche de corrélation, quant à eux, sont ajustés par une loi de puissance de forme  $F_{\text{radio}} \propto F_{\text{X-ray}}^{0.61 \pm 0.03}$  (ligne en pointillés de la fig. 12.18). Cette valeur de pente est en bonne adéquation avec ce qui est attendu pour les sources transitoires *standard* (Corbel et al. 2013a). Le motif d'hystérésis est une nouvelle fois décelable en fig. 12.18 alors que GRS 1739–278 effectue la transition SS → HS à plus bas flux radio/rayons X par rapport à la transition opposée HS → SS (Corbel et al. 2000 ; Maccarone & Coppi 2003 ; Corbel et al. 2013a).

Afin de comparer le comportement de GRS 1739–278 lors de son sursaut de 2015 avec d'autres sources BHBs typiques, la luminosité radio est tracée en fonction de la luminosité en rayons X, intégrée dans la bande 1–10 keV en fig. 12.19. Sont incluses des mesures en provenance de Corbel et al. (2013a, et références associées) pour GX 339–4, V404 Cyg, H 1743–322, GRS 1915+105 et *Swift* J1753.5–0127, Rana et al. (2016, pour l'observation en décembre 2013 de V404 Cyg en quiescence, chapitre 11) et Gallo et al. (2014, pour XTE J1118+480). GX 339–4 et V404 Cyg représentent les BHBs *standard*, et leur corrélation s'ajuste avec une loi de puissance selon la relation  $F_{\text{radio, standard}} \propto F_{\text{X-ray}}^{\sim 0.57}$  (ligne en pointillés verts en fig. 12.19). H 1743–322, la source *outlier* représen-



**Figure 12.19** – Luminosité radio en fonction de la luminosité en rayons X pour plusieurs BHBs. Les lignes en pointillés verts et orange représentent respectivement les lois de puissance ajustées à GX 339–4 & V404 Cyg, et H 1743–322 (Coriat et al. 2011). Lors de son sursaut de 2015, les mesures de GRS 1739–278 sont représentées comme des étoiles noires simples (ou comme une flèche vers le bas, signifiant la limite supérieure à  $3\sigma$ ) alors que les points déterminés lors du sursaut de 1996 sont encadrés. L’ajustement en loi de puissance pour GRS 1739–278 est tracé en pointillés gris (fig. 12.18). Les mesures de 2015 sont aussi représentées en gris avec un facteur multiplicatif de 17.5 pour les comparer avec la branche des sources *standard*.

tative, s’ajuste selon  $F_{\text{rad}}[\text{mJy}] = 4.43 \times 10^{12} [\text{mJy erg}^{-1} \text{s cm}^2] F_{\text{X}}^{1.38} [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}]$  représentée en pointillés orange sur la fig. 12.19 après conversion en luminosité (Coriat et al. 2011). La pente de corrélation de GRS 1739–278 (ligne en pointillés gris) est en accord avec la branche de corrélation *standard* mais sa normalisation est plus faible. Cet aspect est discuté en §12.4.

### Comparaison avec le sursaut de GRS 1739–278 en 1996

Étant donné qu’aucune observation radio de GRS 1739–278 n’a été réalisée durant son sursaut de 2014, les données VLA mesurées en 1996 par Hjellming et al. (1996) ont été incorporées à la fig. 12.19. Ces observations ont été effectuées entre MJD 50166 et MJD 50191, alors que la source était très certainement dans un état intermédiaire ou *soft*. La densité de flux à 4.9 GHz a évolué entre 1.1 et 4.7 mJy (table 12.4), des niveaux semblables au maximum de 1.4 mJy détecté le MJD 57194.2. Le flux de rayons

X au moment de ces observations reste encore à connaître. Afin de les comparer aux résultats présentés dans ce chapitre, et de déterminer les flux de rayons X correspondants, les informations spectrales des mesures les plus contemporaines ont été utilisées (en provenance des instruments TTM<sup>8</sup> et RXTE<sup>9</sup>, Borozdin et al. 1998). Les mesures prises avec RXTE/HEXTE<sup>10</sup> indiquent la présence d'un état spectral *very high* le MJD 50173 (31 mars 1996). Le spectre présente une température interne  $kT_{\text{in}} = 1.208 \pm 0.007$  keV pour un flux 3–25 keV de  $(5.41 \pm 0.01) \times 10^{-9}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. Ce dernier flux se convertit en flux non-absorbé 3–9 keV de  $(5.46 \pm 0.01) \times 10^{-9}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. Ensuite, le taux de comptage mesuré par RXTE/ASM<sup>11</sup> de 40.5 ct s<sup>-1</sup> le MJD 50173.5 a été utilisé pour établir un facteur de conversion appliqué sur toutes les données ASM contemporaines des observations radio. L'hypothèse inhérente à cette estimation repose sur le maintien de GRS 1739–278 dans le même état spectral que le MJD 50173. Les résultats sont reportés en table 12.4. Ils ont été tracés en fig. 12.19 après avoir été convertis en luminosités dans la bande 1–10 keV, toujours en supposant que la source se trouve à 8 kpc (Greiner et al. 1996).

Il est très probable que les observations de 1996 aient été prises durant le IS ou le SS. En effet, GRS 1739–278 était dans l'état *hard* au tout début du sursaut, avant MJD 50140. Les spectres suivants sont ajustés avec des lois de puissance de pentes entre 2.09 et 2.58 (Borozdin et al. 1998). Cette supposition est renforcée par la forme de la corrélation correspondante en fig. 12.19. Elle ressemble à une transition HS → SS survenant à une luminosité 1–10 keV de  $\sim 6 \times 10^{37}$  erg s<sup>-1</sup> en accord avec ce qui est observé pour une BHB typique comme GX 339–4 (Corbel et al. 2013a). Il est donc frappant de remarquer que les observations de 2015, détaillant cette même transition, indiquent une luminosité  $\sim 17.5$  fois plus faible en terme de rayons X.

## 12.4 Transitions d'état à faible luminosité

Les résultats de la campagne d'observations radio/rayons X de GRS 1739–278 présentés en §12.2 et §12.3 mettent en évidence des transitions d'état à faible luminosité, et une branche de corrélation dans l'état *hard* moins lumineuse que la *standard*. La durée du sursaut de 2015 est elle aussi beaucoup plus courte que celles des précédents en 1996 et 2014 (fig. 12.21). Deux cycles d'hystérésis complets ont aussi été successivement parcourus.

### 12.4.1 Boost relativiste

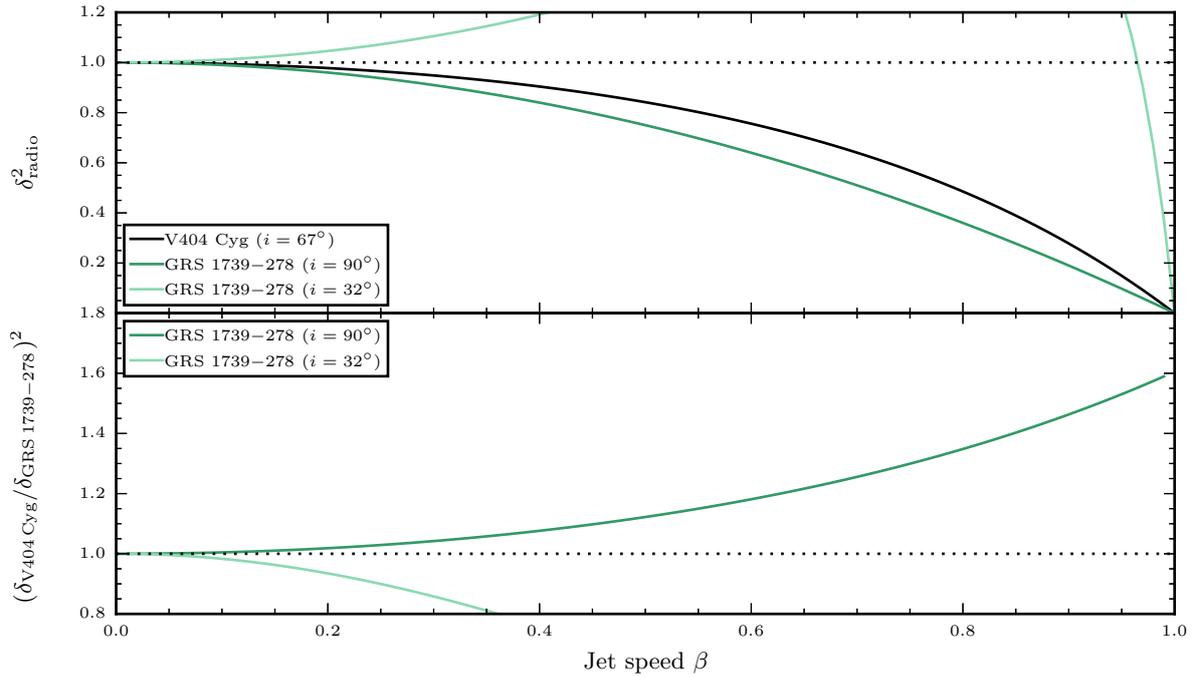
L'apparente faible luminosité de la branche de corrélation radio/rayons X lors du sursaut de 2015 pourrait être due à une émission radio plus faible que la normale, décalant ainsi la branche vers les basses luminosités sans modifier l'indice de la loi de puissance. Comment expliquer une émission radio plus faible ? L'effet d'amplification Doppler (§3.1.2) a déjà été évoqué pour tenter d'expliquer la variance de certaines sources

8. Aussi appelé COMIS pour COded-Mask Imaging Spectrometer, TTM est un télescope à masque codé installé sur le module *Kvant* de l'ancienne station spatiale *Mir*, sensible dans la bande 2–30 keV.

9. Rossi X-ray Timing Explorer Mission (1992–2012).

10. High Energy X-ray Timing Experiment (20–200 keV).

11. All-Sky Monitor (2–10 keV).



**Figure 12.20** – **Haut** : facteurs d’amplification Doppler effectifs (éq. 12.3) de V404 Cyg (en noir) et GRS 1739–278 pour une inclinaison maximale de  $90^\circ$  (vert foncé) ou l’inclinaison estimée selon le modèle *lamp post* de  $\sim 32.5^\circ$  (Miller et al. 2015) en fonction de différentes vitesses de jet ( $\beta = v/c$ ). **Bas** : rapport des facteurs d’amplification Doppler entre V404 Cyg et GRS 1739–278. Figure inspirée de Gallo et al. (2014).

par rapport aux branches de la corrélation radio/rayons X (notamment la dispersion observée des BHBs et la branche *outlier*, Soleri & Fender 2011). Le trou noir accrétant MAXI J1836–194 a été observé durant un sursaut en 2011 (seulement *hard*) et lors d’une période de ré-activation en 2012 (Russell et al. 2015). Les observations quasi-simultanées en rayons X et radio ont révélé une corrélation anormalement pentue obéissant à la relation  $L_{\text{radio}} \propto L_X^{1.8}$ . Les BHBs qui présentent des corrélations très pentues sont celles dites « silencieuses en radio » (*radio quiet*) avec des luminosités liées selon  $L_{\text{radio}} \propto L_X^{1.4}$  (e.g., Coriat et al. 2011). Russell et al. (2015) discutent de la possibilité d’une amplification Doppler variable pour expliquer la forme de la corrélation. Cette variation serait induite par des facteurs de Lorentz allant de  $\gamma \sim 1$  à faible luminosité en rayons X à  $\gamma \sim 3 - 4$  à haute luminosité. Les observations de GRS 1739–278 montrent clairement que la pente de la corrélation est semblable à celle de la branche *standard* et qu’il est donc inutile d’envisager une variation du facteur Doppler suivant la luminosité.

En effet, alors que les pentes des corrélations dans l’état *hard* sont en excellent accord entre les systèmes V404 Cyg, GX 339–4 et GRS 1739–278 (c’est-à-dire  $L_r \propto L_X^{0.5-0.6}$ , fig. 12.19), leurs normalisations sont quelque peu différentes d’un facteur  $\sim 3.5$ . Gallo et al. (2014) ont également rapporté la divergence du système XTE J1118+480 par rapport à la corrélation *standard*, questionnant ainsi l’universalité de la corrélation à seulement deux branches distinctes. Les observations de XTE J1118+480 sont semblables à celles de GRS 1739–278, avec une normalisation de la loi de puissance plus faible. Gallo et al. (2014) ont donc tenté d’expliquer cet écart par un effet de « dés-amplification »

Doppler dû à une focalisation relativiste de l'émission du jet désaxé par rapport à la ligne de visée (§3.1.2).

Une approche similaire est adoptée ici. L'émission de rayons X est supposée non focalisée (i.e., le jet ne contribue pas à l'émission X comme pourrait le faire celui de XTE J1550–564 par exemple, [Russell et al. 2010](#)). Les propriétés du jet entre les différents systèmes BHBs sont également supposées similaires. La normalisation de la luminosité radio dépend donc de  $\delta$ , le facteur Doppler (§3.1.3). D'après l'équation 3.9, en considérant un jet compact approvisionné en continu ([Lind & Blandford 1985](#)) et un spectre synchrotron globalement plat, la luminosité apparente radio devient (eq. 3.11) :

$$L_{r, \text{obs}} = \delta^2 L_{r, 0}, \quad (12.2)$$

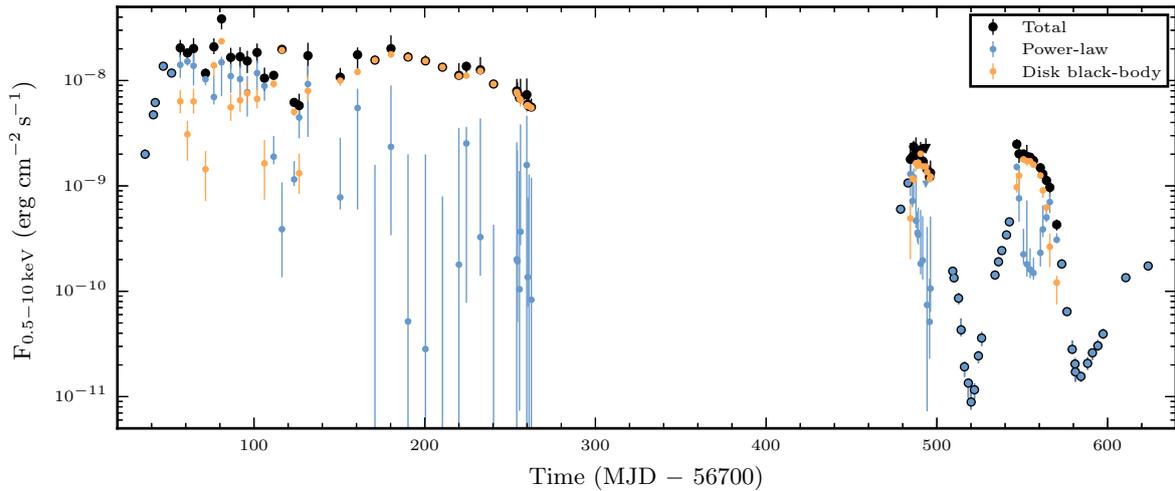
où  $L_{r, \text{obs}}$  et  $L_{r, 0}$  sont les luminosités respectivement apparente/observée et non-focalisée, dans le référentiel au repos avec les particules émettrices. Le facteur dépend très fortement de l'angle d'observation  $\theta$  (supposé ici équivalent à l'inclinaison  $i$  des systèmes si le jet est orthogonal au plan orbital). Sa valeur dépend également de la direction de mouvement des particules, si elles s'éloignent ou si elles se rapprochent :

$$\delta_{\text{rec/app}} = \gamma^{-1} [1 \pm \beta \cos(\theta)]^{-1}, \quad (12.3)$$

où  $\beta$  est la vitesse du jet normalisée à la vitesse de la lumière et  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  est le facteur de Lorentz du jet.

Pour ce qui suit, les luminosités radio de GRS 1739–278 sont comparées directement avec celles de V404 Cyg car ses paramètres orbitaux sont relativement bien contraints à l'inverse de GX 339–4 (notamment son inclinaison, [Zdziarski et al. 2004](#)). L'inclinaison orbitale de V404 Cyg est estimée à  $i = 67_{-1}^{+3\circ}$  ([Khargharia et al. 2010](#)). Une estimation précise de l'inclinaison de GRS 1739–278 n'a pas encore été possible. [Miller et al. \(2015\)](#) ont dérivé une inclinaison de  $i \sim 32.5$  en ajustant le spectre enregistré par *NuSTAR* selon le modèle *lamp post*<sup>12</sup> ([Dauser et al. 2016](#)). Cette valeur, si elle correspond également à l'orientation du jet, ne permettrait pas une diminution significative de l'émission (fig. 12.20). En dehors de cette valeur, l'étude du cas extrême  $i = 90^\circ$  pour lequel le jet est orthogonal à la ligne de visée (le système est vu par la tranche) permet de conclure définitivement sur la diminution potentielle du flux radio par effet relativiste. La fig. 12.20 présente les facteurs Doppler qui correspondent aux paramètres orbitaux des systèmes V404 Cyg et GRS 1739–278. Les facteurs ont été moyennés selon l'éloignement ou le rapprochement du jet :  $\delta^2 = (\delta_{\text{app}}^2 + \delta_{\text{rec}}^2)/2$  ([Gallo et al. 2003](#)). Le panneau inférieur présente le rapport entre les facteurs de Lorentz de ces BHBs. Ces derniers sont équivalents au rapport des normalisations des lois de puissance représentant la corrélation dans l'état *hard* ( $\delta_{\text{V404 Cyg}}^2 / \delta_{\text{GRS 1739-278}}^2 \equiv k_{\text{V404 Cyg}} / k_{\text{GRS 1739-278}} \sim 3.5$ ). L'effet d'une amplification relativiste sur GRS 1739–278 possédant une inclinaison de  $32.5$  augmenterait au contraire la luminosité apparente et diminuerait très fortement le rapport  $\delta_{\text{V404 Cyg}}^2 / \delta_{\text{GRS 1739-278}}^2$  (courbe vert clair sur le panneau inférieur de la fig. 12.20). À l'extrême inverse, un jet incliné de  $90^\circ$  permettrait seulement d'expliquer une différence d'un facteur 1.6 entre les normalisations des systèmes. Cette valeur est un maximum et correspond au cas où la vitesse du jet est  $\sim c$  (courbe vert foncé de la fig. 12.20). En conclusion, l'effet d'amplification relativiste Doppler ne permet pas d'expliquer la différence de normalisation entre la branche *standard* et celle de GRS 1739–278.

12. La géométrie *lamp post* considère que l'émission de rayons X est ponctuelle, localisée au niveau de l'axe de rotation du trou noir, perpendiculairement à un disque d'accrétion plat.



**Figure 12.21** – Évolution du flux 0.5–10 keV, pour les sursauts 2014 et 2015 de GRS 1739–278, associé aux composantes loi de puissance (points bleus) et corps noir multi-températures du disque d'accrétion (points orange). La somme de ces deux composantes est indiquée par les points noirs. La différence entre les niveaux de flux à la transition HS→SS est visible.

### 12.4.2 Variabilité de la luminosité de transition

Comme cela a été abordé de nombreuses fois, il est connu que la luminosité atteinte lors de la transition HS → SS est significativement plus haute que lors de la transition opposée SS → HS (§2.2.3, e.g., Miyamoto et al. 1995 ; Maccarone & Coppi 2003). Si ce phénomène hystérétique est observé pour un grand nombre de systèmes, il existe aussi des indices relatifs à un certain degré de variabilité de la luminosité à partir de laquelle une BHB transite d'un état *hard* à un état *soft* lors de ses différents sursauts (Homan et al. 2001 ; Maccarone 2003 ; Zdziarski et al. 2004). Les différences de luminosité peuvent être d'un facteur  $\sim 10$ , moindres que l'écart d'un facteur  $\sim 30$  en luminosité 1–10 keV observé pour GRS 1739–278 entre le sursaut 1996 et 2015 (fig. 12.19).

Pour ce qui concerne GRS 1739–278 en 2015, la transition HS → SS survient pour un flux 3–9 keV non absorbé de  $\sim 4 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  alors que la transition opposée SS → HS s'effectue à  $\sim 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Il est à noter que ces valeurs sont appropriées aux deux cycles observés en 2015 (fig. 12.5). L'analyse des données d'archive *Swift*/XRT du sursaut de 2014 a, par contraste, révélé une transition HS → SS à  $\sim 7 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Ce dernier flux correspond à une luminosité 1–10 keV de  $\sim 9 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ , en bon accord avec les luminosités estimées (§12.3.4) lors de cette même transition en 1996 (fig. 12.19). Le flux de rayons X lors de la transition en 2014 est supérieur d'un facteur  $\sim 17.5$  par rapport aux observations de 2015. La transition SS → HS en 2014 n'a pas été observée et ne peut donc être comparée aux observations les plus récentes.

La transition de l'état *hard* à l'état *soft* survient à un flux 3–9 keV non-absorbé de  $\sim 4 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour les cycles de sursaut en 2015. La luminosité 1–100 keV estimée est de  $\sim 8.8 \times 10^{36} (d/8 \text{ kpc}) \text{ erg s}^{-1}$  en considérant une densité de colonne moyenne de  $N_{\text{H}} = 2.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , une température du disque interne de  $kT_{\text{in}} = 0.7 \text{ keV}$  et un indice de photon typique d'une loi de puissance dans l'état *soft* de  $\Gamma = 2$  (table 12.1). En terme de luminosité d'Eddington (éq. 1.5), cela correspond à  $\sim 0.007 L_{\text{Edd}} (M_{\bullet}/10 M_{\odot})^{-1}$

ou  $\sim 0.014 L_{\text{Edd}} (M_{\bullet}/5M_{\odot})^{-1}$  suivant la masse du trou noir de GRS 1739–278 encore non contrainte. La luminosité de  $\sim 1\%$  de  $L_{\text{Edd}}$  lors de la transition vers l'état *soft* est relativement faible par rapport à celle généralement observée pouvant s'élever jusqu'à  $\sim L_{\text{Edd}}$  (e.g., [Begelman & Armitage 2014](#)).

[Shaw et al. \(2016\)](#) ont récemment rapporté l'observation d'un état *soft* anormalement faible pour la source *Swift* J1753.5–0127. Leurs estimations relatives à la distance et à la luminosité en bande 0.1–100 keV, respectivement de 3 kpc et  $3.8 \times 10^{36}$  erg s<sup>-1</sup>, impliquent un SS à  $\sim 0.60\%$  de la luminosité d'Eddington pour un trou noir de  $5M_{\odot}$  (ce qui est une limite supérieure car la masse du BH peut être supérieure). La luminosité des LMXBs durant la transition SS → HS, la moins brillante des branches des HIDs/PLFDs, atteint des niveaux de l'ordre de  $\sim 0.3\text{--}3\%$  de  $L_{\text{Edd}}$  en bande 3–200 keV ([Maccarone 2003](#) ; [Kalemci et al. 2013](#)). Dans cette bande d'énergie, *Swift* J1753.5–0127 présente  $L/L_{\text{Edd}} = 0.04\%$ , un ordre de magnitude inférieure à la luminosité détectée pour GRS 1739–278 ( $\sim 0.5\%$  en considérant la même bande d'énergie et une masse de BH de  $M_{\bullet} = 5M_{\odot}$ ). Deux autres systèmes BHB ont été observés à très faible luminosité dans leurs états *soft* : 4U 1630–47 (le moins lumineux à  $L_{0.5\text{--}200\text{keV}}/L_{\text{Edd}} \sim 0.03\%$ , [Tomsick et al. 2014](#)) et XTE J1720–318 (comparable à GRS 1739–278 avec une luminosité de  $L_{3\text{--}200\text{keV}}/L_{\text{Edd}} \sim 0.30\%$ , [Kalemci et al. 2013](#)).

### 12.4.3 Éloignement du système ou influence de la viscosité

#### Distance de GRS 1739–278

La faible luminosité du sursaut de 2015 de GRS 1739–278 ne peut être expliquée par un effet relativiste dû à l'amplification Doppler. L'émission radio et l'émission de rayons X paraissent toutes deux moins lumineuses en comparaison des comportements observés pour les autres BHBs (fig. 12.19). Il est donc envisageable de penser que la distance du système, contrainte par [Greiner et al. \(1996\)](#), ait été sous-estimée. La transition HS → SS s'observe pour des luminosités 3–9 keV de l'ordre de  $L_{\text{trans}} \sim 5 \times 10^{37}$  erg s<sup>-1</sup> (e.g., [Corbel et al. 2013a](#), pour GX 339–4). Sachant que le flux 3–9 keV de GRS 1739–278 lors de la transition 2015 est de  $F_{\text{trans}} \sim 4 \times 10^{-10}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, sa luminosité est  $L_{\text{obs}} = F_{\text{trans}} \times 4\pi d^2$  en supposant l'émission isotropique. Imposer  $L_{\text{obs}} = L_{\text{trans}}$  conduit à estimer grossièrement une distance de GRS 1739–278 de  $d > 30$  kpc.

La distance ainsi calculée est significativement plus grande que celle mesurée par extinction par [Greiner et al. \(1996\)](#) et situerait le système à la limite de la Voie Lactée. De plus, une telle distance se ressentirait sur les valeurs de la densité de colonne lors de l'ajustement des spectres en rayons X mesurés par *Swift*/XRT, de l'ordre de  $2 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup> (§12.2, tables 12.1 et 12.2). Enfin, si l'éloignement de GRS 1739–278 est de 30 kpc, les luminosités dérivées à partir des flux mesurés lors des sursauts de 1996 et 2014 seraient très importantes et impliqueraient un trou noir de masse considérable. En effet, en 1996 le flux maximum reporté en table 12.4 est  $F_{1996, \text{max}} = 6.8 \times 10^{-9}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. La luminosité correspondante à  $d = 30$  kpc serait  $L_{1996, \text{max}} \sim 7 \times 10^{38}$  erg s<sup>-1</sup>. En 2014,  $F_{2014, \text{max}} = 1.7 \times 10^{-8}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> (obs. n° 11, table 12.2) et la luminosité correspondante serait  $L_{2014} = 1.8 \times 10^{39}$  erg s<sup>-1</sup>, bien plus importante que celles des BHBs généralement observées (fig. 12.19). Pour atteindre une telle luminosité, en supposant que GRS 1739–278 émette en régime Eddington, le trou noir aurait une masse de  $> 15 M_{\odot}$ .

La faible luminosité lors des transitions n'est très probablement pas liée à la distance

de la source. Les conséquences d'un éloignement aussi important se seraient ressenties sur les paramètres physiques mesurés et impliqueraient des luminosités peu réalistes pour un système de ce type.

### Modification de la viscosité d'accrétion

Afin d'expliquer les transitions d'état à faible luminosité observées, la prise en considération de la différence entre les sursauts de GRS 1739–278 est nécessaire. [Begelman & Armitage \(2014\)](#) ont proposé un mécanisme décrivant l'hystérésis observée durant les transitions d'état cycliques dans les BHBs impliquant directement le champ magnétique. Le champ magnétique affecte grandement l'accrétion et joue un rôle important lors des sursauts comme cela a été évoqué en §1.2.2 et §2.1.3. L'intensité de la turbulence MRI (et ainsi de la viscosité du disque) s'accroît avec la force du champ magnétique. [Begelman & Armitage \(2014\)](#) proposent que l'hystérésis des cycles de transitions des BHBs tire son origine d'une différence d'intensité magnétique : le flot d'accrétion dans l'état *hard* est plus magnétisé que celui du disque d'accrétion interne géométriquement mince qui se forme par la suite dans l'état *soft*. Le taux d'accrétion est donc supérieur et cela implique que la luminosité soit plus importante à la transition HS → SS par rapport à la transition SS → HS.

La luminosité de la branche de transition supérieure des diagrammes HID/PLFDs serait donc directement affectée par la résultante du flux magnétique accumulé, qui n'est probablement pas constante d'un sursaut à l'autre pour un même système. Par exemple cela peut dépendre de l'intervalle de temps entre deux sursauts et du processus d'accumulation qui impacteraient l'agglomération du flux magnétique par le flot d'accrétion interne. Des modifications relatives au flux de champ magnétique poloidal peuvent induire une variation du paramètre de viscosité  $\alpha < 1$  introduit par [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#). L'évolution de la viscosité peut expliquer l'existence d'états intermédiaires à différents niveaux de luminosité. Soient  $L_{X,\max}$  et  $L_{X,\min}$ , les luminosités correspondant respectivement aux transitions HS → SS et SS → HS. Les observations semblent indiquer que la valeur de  $L_{X,\min}$  est bien plus stable que  $L_{X,\max}$  ([Maccarone 2003](#)). Ceci suggère que la résultante du flux magnétique accumulé serait insuffisante pour affecter  $\alpha$  lors des transitions vers l'état *hard*. Selon [Begelman & Armitage \(2014\)](#), l'amplitude entre les luminosités des transitions est  $L_{X,\max}/L_{X,\min} \sim (\alpha_{\text{hot}}/\alpha_{\text{thin}})^2$  où  $\alpha_{\text{hot}}$  et  $\alpha_{\text{thin}}$  sont les paramètres de viscosité propres à un disque chaud ou froid (§2.1.3, fig. 2.3).

Il est intéressant de constater que, non seulement la luminosité en rayons X en 2015 mais aussi l'émission radio, semblent souffrir du même affaiblissement en comparaison des sursauts précédents et des autres BHBs *standard*. Comme cela a été évoqué, les niveaux de luminosité en rayons X lors des transitions durant le sursaut de 2015 de GRS 1739–278 sont inférieurs d'un facteur  $\sim 17.5$  comparativement aux observations de 1996 et 2014. Bien que l'absence de données radio empêche de comparer directement les branches de corrélation radio/rayons X, il est raisonnable de supposer que l'émission radio perçue en 2015 soit plus faible que ce qui aurait pu être observé lors des HS des sursauts précédents. Il est enfin notable de remarquer que les luminosités radio et rayons X doivent être toutes deux plus brillantes d'un facteur  $\sim 17.5$  pour correspondre à la normalisation de la branche de corrélation *standard*. Ceci est mis en évidence en fig. 12.19 où les données observationnelles de GRS 1739–278 en 2015 ont été artificiellement multipliées par ce facteur (étoiles grises). Les émissions radio et rayons X seraient

donc potentiellement affectées par une variation de dépendance commune, comme la viscosité du disque et le champ magnétique. À l'instar de la masse qui doit être prise en considération pour l'unification des AGNs et des microquasars dans le plan fondamental des trous noirs accrétants (§2.3.2), il est donc possible qu'un autre paramètre influence la corrélation radio/rayons X pour les BHBs.

**Table 12.1** – Observations avec le *Swift*/X-ray Telescope en 2015

No.	Obs. ID	Start (MJD)	Exposure (s)	$\Gamma^a$	$N_{\text{dbb}}$	$kT_{\text{in}}$ (keV)	$N_{\text{H}}^b$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	$\chi^2/\text{dof}$	$F_{0.5-10 \text{ keV}}$ ( $\text{ct s}^{-1}$ )	$F_{3-9 \text{ keV}}^c$
1	00033203043	57178.773	853	$1.88^{+0.11}_{-0.10}$	–	–	$1.95^{+0.19}_{-0.15}$	159/141	$5.42 \pm 0.08$	$242.7^{+10.9}_{-10.9}$
2	00033812002	57183.109	849	$2.04^{+0.09}_{-0.06}$	–	–	$1.83^{+0.13}_{-0.03}$	217/192	$7.46 \pm 0.09$	$379.3^{+15.1}_{-14.6}$
3	00033812003	57184.494	990	$2.17^{+0.34}_{-0.43}$	$143^{+130}_{-84}$	$0.67^{+0.08}_{-0.11}$	$2.27^{+0.23}_{-0.23}$	328/345	$14.64 \pm 0.12$	$464.5^{+14.1}_{-13.7}$
4	00033812004	57185.695	986	$2.00^{+0.00}_{-0.00}$	$159^{+38}_{-30}$	$0.80^{+0.04}_{-0.04}$	$2.04^{+0.13}_{-0.08}$	431/361	$18.58 \pm 0.14$	$479.7^{+13.4}_{-14.1}$
5	00033812005	57186.425	1041	$2.42^{+0.16}_{-0.41}$	$240^{+74}_{-65}$	$0.72^{+0.04}_{-0.03}$	$2.50^{+0.00}_{-0.16}$	350/341	$17.30 \pm 0.13$	$459.2^{+12.9}_{-12.5}$
6	00033812006	57187.751	1123	$2.05^{+0.70}_{-0.05}$	$276^{+49}_{-49}$	$0.76^{+0.03}_{-0.03}$	$2.29^{+0.21}_{-0.05}$	371/360	$19.85 \pm 0.14$	$432.5^{+11.1}_{-10.8}$
7	00033812007	57188.680	1071	$2.00^{+0.34}_{-0.00}$	$245^{+42}_{-34}$	$0.77^{+0.03}_{-0.03}$	$2.04^{+0.08}_{-0.07}$	357/339	$19.24 \pm 0.14$	$397.2^{+11.1}_{-11.7}$
8	00033812008	57189.084	964	$2.00^{+0.44}_{-0.00}$	$321^{+57}_{-47}$	$0.73^{+0.02}_{-0.02}$	$2.16^{+0.10}_{-0.04}$	347/330	$19.62 \pm 0.15$	$377.6^{+11.5}_{-11.1}$
9	00033812009	57190.486	1072	$2.00^{+0.50}_{-0.00}$	$471^{+65}_{-65}$	$0.70^{+0.02}_{-0.02}$	$2.44^{+0.06}_{-0.09}$	324/321	$17.88 \pm 0.13$	$335.0^{+10.2}_{-9.9}$
10	00033812010	57191.678	587	$2.00^{+0.70}_{-0.00}$	$347^{+85}_{-65}$	$0.71^{+0.03}_{-0.03}$	$2.08^{+0.13}_{-0.11}$	225/230	$16.15 \pm 0.17$	$280.5^{+11.9}_{-12.0}$
11	00033812012	57193.538	52	$2.00^{+1.00}_{-0.00}$	$457^{+487}_{-232}$	$0.66^{+0.10}_{-0.09}$	$2.24^{+0.26}_{-0.38}$	24/25	$15.30 \pm 0.55$	$223.4^{+41.5}_{-33.7}$
12	00033812013	57194.269	614	$2.00^{+0.00}_{-0.00}$	$278^{+69}_{-53}$	$0.72^{+0.03}_{-0.03}$	$1.98^{+0.10}_{-0.12}$	238/216	$14.32 \pm 0.16$	$223.4^{+11.1}_{-11.0}$
13	00033812014	57195.733	1989	$2.00^{+0.73}_{-0.00}$	$281^{+37}_{-32}$	$0.69^{+0.02}_{-0.02}$	$1.95^{+0.07}_{-0.06}$	377/327	$12.28 \pm 0.08$	$171.0^{+5.2}_{-5.0}$
14	00033812015	57196.265	973	$2.00^{+1.00}_{-0.00}$	$339^{+71}_{-56}$	$0.67^{+0.02}_{-0.02}$	$2.08^{+0.09}_{-0.09}$	270/256	$12.75 \pm 0.12$	$186.6^{+7.9}_{-7.6}$
15	00033812016	57209.301	1972	$1.72^{+0.15}_{-0.11}$	–	–	$1.92^{+0.31}_{-0.12}$	79/82	$1.40 \pm 0.03$	$70.1^{+4.2}_{-4.1}$
16	00033812017	57210.035	1881	$1.57^{+0.19}_{-0.10}$	–	–	$1.83^{+0.44}_{-0.03}$	46/53	$1.01 \pm 0.03$	$66.7^{+4.4}_{-4.6}$
17	00033812018	57212.694	1296	$1.70^{+0.20}_{-0.25}$	–	–	$2.23^{+0.27}_{-0.43}$	24/25	$0.71 \pm 0.03$	$39.4^{+3.8}_{-3.7}$
18	00033812019	57214.224	1529	$1.97^{+0.35}_{-0.31}$	–	–	$1.80^{+0.70}_{-0.10}$	11/4	$0.19 \pm 0.02$	$16.6^{+5.0}_{-4.3}$
19	00033812020	57216.159	1958	$1.75^{+0.25}_{-0.38}$	–	–	$2.40^{+0.10}_{-0.60}$	13/8	$0.14 \pm 0.01$	$8.5^{+1.4}_{-1.4}$
20	00033812021	57218.427	2075	$1.78^{+0.26}_{-0.35}$	–	–	$2.50^{+0.70}_{-0.00}$	7/5	$0.09 \pm 0.01$	$5.2^{+1.1}_{-0.9}$
21	00033812022	57220.076	1751	$1.25^{+0.59}_{-0.33}$	–	–	$1.80^{+0.70}_{-0.00}$	4/2	$0.07 \pm 0.01$	$5.2^{+1.3}_{-1.3}$
22	00033812023	57222.026	2100	$1.40^{+0.34}_{-0.45}$	–	–	$2.35^{+0.15}_{-0.55}$	4/4	$0.09 \pm 0.01$	$6.3^{+1.4}_{-1.1}$
23	00033812024	57224.341	1853	$1.55^{+0.24}_{-0.34}$	–	–	$2.35^{+0.15}_{-0.55}$	11/10	$0.18 \pm 0.01$	$12.2^{+1.8}_{-1.8}$
24	00033812025	57226.197	914	$1.42^{+0.31}_{-0.37}$	–	–	$2.29^{+0.21}_{-0.49}$	4/7	$0.26 \pm 0.02$	$19.4^{+3.4}_{-3.3}$
25	00033812026	57234.059	3679	$1.52^{+0.12}_{-0.13}$	–	–	$2.35^{+0.15}_{-0.24}$	102/88	$0.92 \pm 0.02$	$72.9^{+4.1}_{-4.1}$
26	00033812027	57236.117	2095	$1.64^{+0.18}_{-0.19}$	–	–	$2.26^{+0.24}_{-0.34}$	33/38	$1.08 \pm 0.02$	$91.0^{+7.6}_{-7.6}$
27	00033812028	57238.032	3681	$1.52^{+0.14}_{-0.14}$	–	–	$2.24^{+0.26}_{-0.26}$	70/79	$1.28 \pm 0.02$	$123.9^{+7.3}_{-7.2}$
28	00033812029	57240.805	3946	$1.70^{+0.12}_{-0.11}$	–	–	$2.27^{+0.21}_{-0.20}$	121/117	$1.63 \pm 0.02$	$157.4^{+7.8}_{-7.4}$
29	00033812030	57242.489	4096	$1.69^{+0.09}_{-0.09}$	–	–	$2.20^{+0.17}_{-0.16}$	168/161	$2.00 \pm 0.02$	$209.9^{+8.4}_{-8.5}$
30	00033812032	57246.826	1845	$2.63^{+0.12}_{-0.51}$	$192^{+20}_{-54}$	$0.73^{+0.04}_{-0.04}$	$2.50^{+0.00}_{-0.25}$	419/376	$13.21 \pm 0.09$	$431.5^{+10.1}_{-10.8}$
31	00033812033	57248.146	1882	$2.34^{+0.42}_{-0.34}$	$234^{+42}_{-47}$	$0.74^{+0.03}_{-0.03}$	$2.28^{+0.21}_{-0.13}$	475/414	$17.69 \pm 0.10$	$396.3^{+9.2}_{-9.0}$
32	00033812034	57250.751	1957	$2.00^{+0.42}_{-0.00}$	$364^{+43}_{-38}$	$0.72^{+0.02}_{-0.02}$	$2.27^{+0.07}_{-0.06}$	382/384	$18.44 \pm 0.10$	$341.2^{+7.1}_{-7.8}$
33	00033812035	57252.737	1236	$2.00^{+0.97}_{-0.00}$	$424^{+65}_{-55}$	$0.69^{+0.02}_{-0.02}$	$2.35^{+0.15}_{-0.08}$	280/324	$17.11 \pm 0.12$	$289.1^{+8.1}_{-7.9}$
34	00033812036	57254.616	2076	$2.00^{+0.38}_{-0.00}$	$479^{+27}_{-29}$	$0.67^{+0.01}_{-0.01}$	$2.50^{+0.00}_{-0.03}$	445/374	$15.76 \pm 0.09$	$263.6^{+6.1}_{-6.0}$
35	00033812037	57256.597	1913	$2.00^{+0.27}_{-0.00}$	$456^{+29}_{-27}$	$0.67^{+0.01}_{-0.01}$	$2.50^{+0.00}_{-0.03}$	363/347	$14.31 \pm 0.09$	$241.5^{+6.2}_{-6.0}$
36	00033812038	57260.654	2155	$2.17^{+0.34}_{-0.17}$	$488^{+41}_{-56}$	$0.62^{+0.02}_{-0.01}$	$2.50^{+0.00}_{-0.07}$	315/335	$11.79 \pm 0.08$	$191.9^{+5.4}_{-5.2}$
37	00033812039	57262.118	1820	$2.09^{+0.41}_{-0.09}$	$336^{+76}_{-63}$	$0.63^{+0.03}_{-0.03}$	$2.41^{+0.09}_{-0.07}$	348/331	$10.72 \pm 0.08$	$220.8^{+3.6}_{-7.0}$
38	00033812040	57264.238	2064	$2.06^{+0.21}_{-0.06}$	$319^{+42}_{-59}$	$0.58^{+0.02}_{-0.02}$	$2.50^{+0.00}_{-0.05}$	352/332	$8.59 \pm 0.07$	$223.4^{+6.8}_{-6.6}$
39	00033812041	57266.168	2067	$2.37^{+0.06}_{-0.21}$	$242^{+118}_{-113}$	$0.51^{+0.05}_{-0.04}$	$2.50^{+0.00}_{-0.12}$	231/301	$6.52 \pm 0.06$	$193.6^{+6.3}_{-6.1}$
40	00033812042	57270.223	2060	$2.00^{+0.13}_{-0.00}$	$191^{+272}_{-134}$	$0.45^{+0.10}_{-0.03}$	$2.49^{+0.01}_{-0.28}$	109/102	$1.83 \pm 0.03$	$115.1^{+6.0}_{-5.7}$
41	00033812043	57273.148	1427	$1.77^{+0.17}_{-0.15}$	–	–	$1.99^{+0.37}_{-0.19}$	70/68	$1.58 \pm 0.04$	$79.6^{+5.3}_{-5.3}$
42	00033812044	57276.212	1935	$1.34^{+0.18}_{-0.22}$	–	–	$2.50^{+0.00}_{-0.58}$	20/21	$0.45 \pm 0.02$	$35.7^{+2.8}_{-4.1}$
43	00033812045	57279.273	2125	$1.46^{+0.39}_{-0.22}$	–	–	$1.80^{+0.70}_{-0.00}$	9/10	$0.26 \pm 0.02$	$14.9^{+2.1}_{-2.1}$
44	00081764002	57280.929	894	$1.82^{+0.32}_{-0.50}$	–	–	$2.50^{+0.00}_{-0.70}$	1/2	$0.14 \pm 0.01$	$8.4^{+2.5}_{-2.1}$
45	00081764003	57281.133	1024	$1.63^{+0.45}_{-0.45}$	–	–	$2.22^{+0.28}_{-0.42}$	4/3	$0.13 \pm 0.01$	$8.2^{+2.2}_{-1.8}$
46	00033812046	57284.397	2148	$1.60^{+0.21}_{-0.24}$	–	–	$2.50^{+0.00}_{-0.42}$	12/7	$0.12 \pm 0.01$	$7.6^{+1.2}_{-1.2}$
47	00033812047	57288.319	1993	$1.40^{+0.28}_{-0.34}$	–	–	$2.25^{+0.25}_{-0.45}$	9/9	$0.16 \pm 0.01$	$11.2^{+1.8}_{-1.8}$
48	00033812048	57291.115	1955	$1.52^{+0.18}_{-0.34}$	–	–	$2.50^{+0.00}_{-0.68}$	9/12	$0.19 \pm 0.01$	$13.2^{+1.9}_{-1.7}$
49	00033812049	57294.306	2110	$1.41^{+0.29}_{-0.23}$	–	–	$2.05^{+0.45}_{-0.25}$	20/15	$0.22 \pm 0.01$	$16.4^{+2.1}_{-2.1}$
50	00033812050	57297.365	1975	$1.28^{+0.30}_{-0.22}$	–	–	$2.03^{+0.47}_{-0.23}$	17/16	$0.25 \pm 0.01$	$22.6^{+2.8}_{-2.7}$
51	00033812052	57310.670	1786	$1.34^{+0.15}_{-0.16}$	–	–	$2.31^{+0.19}_{-0.32}$	30/29	$1.00 \pm 0.02$	$75.2^{+4.8}_{-4.9}$
52	00033812053	57323.755	936	$1.57^{+0.12}_{-0.15}$	–	–	$2.50^{+0.00}_{-0.35}$	52/39	$1.37 \pm 0.05$	$86.1^{+6.8}_{-6.7}$

<sup>a</sup> Laissez libre de varier entre 2 et 3 lorsqu'une composante thermique est ajoutée.

<sup>b</sup> Afin de calculer les densités de colonne (dont les valeurs autorisées sont comprises entre  $(1.9 - 2.5) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ), les abondances de [Wilms et al. \(2000\)](#) et les sections efficaces de [Ver-ner et al. \(1996\)](#) ont été utilisées.

<sup>c</sup> Flux non-absorbé dans la bande 3–9 keV en unité de  $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

**Table 12.2** – Observations avec le *Swift*/X-ray Telescope en 2014

No.	Obs. ID	Start (MJD)	Exposure (s)	$\Gamma^a$	$N_{\text{dobb}}$	$kT_{\text{in}}$ (keV)	$N_{\text{H}}^b$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	$\chi^2/\text{dof}$	$F_{0.5-10 \text{ keV}}$ ( $\text{ct s}^{-1}$ )	$F_{3-9 \text{ keV}}^c$
1	00033203001	56736.213	79	$1.53^{+0.20}_{-0.19}$	–	–	$2.60^{+0.50}_{-0.44}$	39/37	$15.4 \pm 0.4$	$1013.9^{+77.5}_{-76.3}$
2	00033203002	56741.070	2067	$1.34^{+0.02}_{-0.02}$	–	–	$2.12^{+0.05}_{-0.05}$	967/704	$38.0 \pm 0.1$	$2642.4^{+24.4}_{-24.2}$
3	00033203003	56742.153	1925	$1.36^{+0.02}_{-0.02}$	–	–	$2.24^{+0.05}_{-0.05}$	830/719	$49.3 \pm 0.2$	$3419.8^{+23.7}_{-31.4}$
4	00033203004	56746.866	2464	$2.06^{+0.03}_{-0.03}$	–	–	$2.53^{+0.06}_{-0.05}$	697/606	$106.8 \pm 0.2$	$4742.4^{+54.9}_{-54.3}$
5	00033203005	56751.742	1832	$1.92^{+0.03}_{-0.04}$	–	–	$2.52^{+0.07}_{-0.07}$	610/565	$93.7 \pm 0.2$	$4602.6^{+84.0}_{-63.1}$
6	00033203006	56756.809	1812	$1.89^{+0.20}_{-0.26}$	$135^{+84}_{-67}$	$1.24^{+0.17}_{-0.10}$	$2.66^{+0.18}_{-0.18}$	755/630	$171.8 \pm 0.3$	$8091.0^{+93.7}_{-92.6}$
7	00033203007	56761.006	1613	$2.02^{+0.08}_{-0.11}$	$7221^{+9834}_{-5394}$	$0.41^{+0.11}_{-0.06}$	$3.10^{+0.10}_{-0.21}$	588/505	$85.5 \pm 0.2$	$5533.5^{+102.9}_{-88.5}$
8	00033203008	56764.599	808	$2.12^{+0.36}_{-0.38}$	$89^{+99}_{-53}$	$1.38^{+0.35}_{-0.18}$	$2.82^{+0.25}_{-0.28}$	570/510	$168.4 \pm 0.5$	$7328.2^{+119.1}_{-133.8}$
9	00033203009	56771.600	1872	$1.95^{+0.11}_{-0.14}$	$1171^{+3373}_{-786}$	$0.53^{+0.14}_{-0.12}$	$2.82^{+0.18}_{-0.16}$	518/508	$71.0 \pm 0.2$	$4017.9^{+65.3}_{-64.2}$
10	00033203010	56776.532	1508	$1.18^{+0.45}_{-0.18}$	$248^{+31}_{-56}$	$1.29^{+0.05}_{-0.05}$	$2.72^{+0.14}_{-0.08}$	792/656	$240.3 \pm 0.4$	$9749.9^{+90.2}_{-111.6}$
11	00033203011	56781.013	1922	$1.94^{+0.12}_{-0.70}$	$262^{+96}_{-26}$	$1.47^{+0.07}_{-0.17}$	$3.15^{+1.25}_{-0.23}$	767/682	$283.7 \pm 0.4$	$16634.1^{+153.9}_{-114.5}$
12	00033203012	56786.399	1869	$1.91^{+0.22}_{-0.33}$	$151^{+84}_{-72}$	$1.17^{+0.14}_{-0.08}$	$2.80^{+0.20}_{-0.21}$	650/610	$134.6 \pm 0.3$	$6382.6^{+73.9}_{-87.6}$
13	00033203013	56791.866	1894	$1.89^{+0.24}_{-0.35}$	$170^{+79}_{-72}$	$1.18^{+0.11}_{-0.07}$	$2.66^{+0.20}_{-0.20}$	656/598	$146.2 \pm 0.3$	$6501.3^{+90.4}_{-74.4}$
14	00033203014	56796.076	2099	$1.69^{+0.34}_{-0.22}$	$153^{+53}_{-62}$	$1.26^{+0.24}_{-0.14}$	$2.68^{+0.24}_{-0.21}$	745/601	$131.3 \pm 0.3$	$6501.3^{+75.3}_{-74.4}$
15	00033203015	56801.808	1988	$2.07^{+0.22}_{-0.33}$	$148^{+86}_{-62}$	$1.23^{+0.14}_{-0.09}$	$2.92^{+0.21}_{-0.23}$	661/601	$106.8 \pm 0.2$	$6622.2^{+76.7}_{-75.8}$
16	00033203016	56806.147	1890	$2.15^{+0.21}_{-0.26}$	$74^{+99}_{-63}$	$1.03^{+0.43}_{-0.13}$	$2.91^{+0.24}_{-0.20}$	603/552	$92.7 \pm 0.2$	$3365.1^{+46.8}_{-53.8}$
17	00033203017	56811.545	2045	$1.00^{+0.49}_{-0.00}$	$159^{+10}_{-15}$	$1.31^{+0.03}_{-0.03}$	$2.61^{+0.06}_{-0.03}$	822/650	$192.7 \pm 0.3$	$5407.5^{+50.0}_{-37.2}$
18	00033203018	56816.391	1824	$1.00^{+1.00}_{-0.00}$	$350^{+33}_{-29}$	$1.29^{+0.03}_{-0.03}$	$2.47^{+0.05}_{-0.03}$	726/576	$183.9 \pm 0.3$	$7961.6^{+55.2}_{-91.1}$
19	00033203019	56823.538	2355	$1.00^{+0.44}_{-0.00}$	$89^{+9}_{-8}$	$1.30^{+0.03}_{-0.03}$	$2.61^{+0.06}_{-0.05}$	726/653	$170.3 \pm 0.3$	$2773.3^{+31.7}_{-31.7}$
20	00033203020	56826.457	1922	$2.18^{+0.31}_{-0.38}$	$33^{+46}_{-24}$	$1.20^{+0.42}_{-0.17}$	$2.86^{+0.27}_{-0.30}$	555/487	$80.2 \pm 0.2$	$1892.3^{+35.2}_{-34.5}$
21	00033203021	56831.599	826	$2.04^{+0.33}_{-1.04}$	$229^{+156}_{-129}$	$1.16^{+0.19}_{-0.10}$	$2.99^{+0.21}_{-0.37}$	361/381	$68.6 \pm 0.3$	$6166.0^{+143.6}_{-154.2}$
22	00033203022	56850.514	1822	$1.00^{+1.18}_{-0.00}$	$357^{+34}_{-53}$	$1.10^{+0.12}_{-0.05}$	$2.53^{+0.12}_{-0.09}$	354/382	$88.4 \pm 0.2$	$3767.0^{+52.4}_{-85.7}$
23	00033203023	56860.656	2453	$3.00^{+0.00}_{-1.29}$	$449^{+56}_{-26}$	$1.16^{+0.02}_{-0.03}$	$3.05^{+0.15}_{-0.34}$	518/508	$131.6 \pm 0.2$	$4875.3^{+67.8}_{-55.8}$
24	00033203024	56870.848	2022	$3.00^{+0.00}_{-2.00}$	$439^{+30}_{-19}$	$1.16^{+0.01}_{-0.02}$	$2.58^{+0.11}_{-0.05}$	501/504	$115.5 \pm 0.2$	$5520.8^{+63.9}_{-63.2}$
25	00033203025	56880.235	1875	$2.29^{+0.71}_{-1.29}$	$552^{+79}_{-74}$	$1.14^{+0.03}_{-0.03}$	$2.85^{+0.35}_{-0.13}$	513/516	$139.0 \pm 0.3$	$6823.4^{+79.0}_{-93.6}$
26	00033203026	56890.241	2174	$1.00^{+2.00}_{-0.00}$	$475^{+40}_{-28}$	$1.16^{+0.01}_{-0.02}$	$2.64^{+0.12}_{-0.05}$	560/543	$142.3 \pm 0.3$	$5902.0^{+54.6}_{-67.6}$
27	00033203027	56900.439	1910	$1.00^{+2.00}_{-0.00}$	$452^{+33}_{-21}$	$1.15^{+0.01}_{-0.02}$	$2.64^{+0.16}_{-0.05}$	566/517	$126.0 \pm 0.3$	$5370.3^{+37.2}_{-73.7}$
28	00033203028	56910.421	1755	$3.00^{+0.00}_{-2.00}$	$479^{+39}_{-36}$	$1.10^{+0.02}_{-0.02}$	$2.62^{+0.08}_{-0.07}$	537/448	$71.9 \pm 0.2$	$4375.2^{+71.1}_{-70.0}$
29	00033203029	56920.035	639	$1.00^{+2.00}_{-0.00}$	$502^{+63}_{-75}$	$1.03^{+0.06}_{-0.04}$	$2.64^{+0.16}_{-0.12}$	298/315	$97.8 \pm 0.4$	$3411.9^{+79.5}_{-85.3}$
30	00033203030	56924.412	857	$2.82^{+0.18}_{-1.82}$	$480^{+96}_{-58}$	$1.05^{+0.03}_{-0.04}$	$3.20^{+0.00}_{-0.13}$	354/372	$89.1 \pm 0.3$	$3793.1^{+79.4}_{-86.3}$
31	00033203031	56932.616	2074	$1.00^{+2.00}_{-0.00}$	$699^{+77}_{-63}$	$0.98^{+0.02}_{-0.03}$	$2.68^{+0.08}_{-0.06}$	466/445	$60.1 \pm 0.2$	$3597.5^{+41.7}_{-57.5}$
32	00033203032	56940.339	1681	$2.83^{+0.17}_{-1.83}$	$523^{+68}_{-46}$	$0.98^{+0.02}_{-0.03}$	$2.75^{+0.15}_{-0.08}$	377/381	$70.2 \pm 0.2$	$2552.7^{+47.5}_{-46.6}$
33	00033203035	56953.926	1149	$1.00^{+2.00}_{-0.00}$	$496^{+95}_{-75}$	$0.95^{+0.04}_{-0.04}$	$2.75^{+0.14}_{-0.11}$	306/314	$61.8 \pm 0.2$	$2157.7^{+35.1}_{-58.8}$
34	00033203036	56954.326	1751	$1.00^{+2.00}_{-0.00}$	$450^{+63}_{-25}$	$0.96^{+0.03}_{-0.03}$	$2.60^{+0.11}_{-0.08}$	443/385	$64.7 \pm 0.2$	$2108.6^{+29.3}_{-43.2}$
35	00033203037	56955.524	1931	$1.00^{+2.00}_{-0.00}$	$432^{+56}_{-48}$	$0.95^{+0.03}_{-0.03}$	$2.42^{+0.15}_{-0.07}$	396/392	$61.5 \pm 0.2$	$1823.9^{+25.4}_{-37.4}$
36	00033203038	56956.122	1920	$1.10^{+1.80}_{-0.10}$	$443^{+64}_{-52}$	$0.94^{+0.03}_{-0.03}$	$2.46^{+0.21}_{-0.08}$	465/400	$62.3 \pm 0.2$	$1972.4^{+41.3}_{-40.5}$
37	00033203039 <sup>d</sup>	56959.788	857	$3.00^{+0.00}_{-2.00}$	$386^{+141}_{-74}$	$0.94^{+0.05}_{-0.06}$	$2.74^{+0.37}_{-0.35}$	156/141	$33.8 \pm 0.2$	$1667.2^{+38.8}_{-64.0}$
38	00033203040	56960.323	2056	$1.00^{+1.55}_{-0.00}$	$425^{+40}_{-45}$	$0.92^{+0.03}_{-0.03}$	$2.39^{+0.09}_{-0.08}$	401/365	$51.6 \pm 0.2$	$1538.2^{+25.0}_{-35.0}$
39	00033203041 <sup>d</sup>	56961.124	1904	$1.00^{+2.00}_{-0.00}$	$356^{+60}_{-41}$	$0.96^{+0.02}_{-0.03}$	$2.31^{+0.10}_{-0.09}$	363/321	$33.7 \pm 0.1$	$1520.5^{+35.4}_{-41.4}$
40	00033203042 <sup>d</sup>	56962.458	1246	$1.00^{+2.00}_{-0.00}$	$420^{+88}_{-72}$	$0.91^{+0.04}_{-0.04}$	$2.29^{+0.13}_{-0.12}$	281/265	$37.7 \pm 0.2$	$1409.3^{+39.5}_{-44.7}$

<sup>a</sup> Laissez libre de varier entre 2 et 3 lorsqu'une composante thermique est ajoutée.

<sup>b</sup> Afin de calculer les densités de colonne (dont les valeurs autorisées sont comprises entre  $(1.9 - 2.5) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ), les abondances de [Wilms et al. \(2000\)](#) et les sections efficaces de [Ver-ner et al. \(1996\)](#) ont été utilisées.

<sup>c</sup> Flux non-absorbé dans la bande 3–9 keV en unité de  $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

<sup>d</sup> Mauvais alignement du satellite.

**Table 12.3** – Observations avec le VLA en 2015

No.	Instrument configuration	Obs. ID	Start (MJD)	Start time (UT) (in 2015)	End time (UT) (in 2015)	Exposure <sup>a</sup> (s)	Flux <sup>b</sup> ( $\mu$ Jy)	Spectral index
1	VLA: BnA→A	30616014	57183.23	Jun 10, 05:37:38	Jun 10, 05:56:26	1076	$80 \pm 13$	$-1.61 \pm 0.30$
2	VLA: BnA→A	30933296	57189.28	Jun 16, 06:48:08	Jun 16, 07:07:38	1116	$124 \pm 11$	$-2.23 \pm 0.60$
3	VLA: A	30962067	57194.22	Jun 21, 05:16:20	Jun 21, 05:35:48	1114	$1396 \pm 45$	$-0.23 \pm 0.07$
4	VLA: A	30971033	57199.21	Jun 26, 05:03:10	Jun 26, 05:22:40	1116	$251 \pm 15$	$-1.72 \pm 0.20$
5	VLA: A	30986348	57210.23	Jul 7, 05:35:34	Jul 7, 05:55:02	1114	$159 \pm 11$	$0.24 \pm 0.19$
6	VLA: A	30989359	57212.26	Jul 9, 06:11:10	Jul 9, 06:30:38	1114	$232 \pm 89$	$0.15 \pm 0.38$
7	VLA: A	30990340	57214.22	Jul 11, 05:22:04	Jul 11, 05:41:32	1114	$445 \pm 19$	$-0.61 \pm 0.10$
8	VLA: A	30992726	57217.16	Jul 14, 03:53:14	Jul 14, 04:12:42	1114	$266 \pm 12$	$-0.28 \pm 0.13$
9	VLA: A	30992791	57218.14	Jul 15, 03:19:24	Jul 15, 03:38:52	1114	$132 \pm 10$	$-1.46 \pm 0.17$
10	VLA: A	30996873	57222.15	Jul 19, 03:31:50	Jul 19, 04:15:00	2430	$117 \pm 8$	$0.39 \pm 0.23$
11	VLA: A	31002122	57226.18	Jul 23, 04:25:54	Jul 23, 05:09:06	2430	$506 \pm 8$	$-0.14 \pm 0.06$
12	VLA: A	31008572	57229.23	Jul 26, 05:29:24	Jul 26, 06:12:36	2430	$568 \pm 14$	$0.00 \pm 0.07$
13	VLA: A	31011998	57234.17	Jul 31, 04:01:10	Jul 31, 04:44:22	2430	$574 \pm 20$	$-0.36 \pm 0.07$
14	VLA: A	31020235	57236.09	Aug 2, 02:14:50	Aug 2, 02:58:00	2430	$550 \pm 13$	$-0.55 \pm 0.08$
15	VLA: A	31020563	57238.09	Aug 4, 02:06:58	Aug 4, 02:50:08	2430	$365 \pm 21$	$-1.40 \pm 0.12$
16	VLA: A	31024670	57240.14	Aug 6, 03:20:02	Aug 6, 04:03:14	2430	$594 \pm 13$	$-0.38 \pm 0.06$
17	VLA: A	31030953	57242.13	Aug 8, 03:01:06	Aug 8, 03:44:18	2430	$431 \pm 10$	$-0.99 \pm 0.07$
18	VLA: A	31032468	57244.08	Aug 10, 01:58:22	Aug 10, 02:41:34	2430	$241 \pm 7$	$-0.55 \pm 0.09$
19	VLA: A	31037714	57247.07	Aug 13, 01:42:26	Aug 13, 02:25:36	2430	<17	$\emptyset$
20	VLA: A	31093352	57273.99	Sep 8, 23:45:26	Sep 9, 00:28:36	2428	$198 \pm 11$	$-0.50 \pm 0.14$
21	VLA: A	31102701	57276.03	Sep 11, 00:37:26	Sep 11, 01:20:36	2428	$361 \pm 9$	$-0.13 \pm 0.07$
22	VLA: A	31114953	57280.07	Sep 15, 01:43:28	Sep 15, 02:26:40	2428	$201 \pm 7$	$-0.44 \pm 0.11$
23	VLA: A	31115731	57280.98	Sep 15, 23:32:52	Sep 16, 00:16:02	2428	$157 \pm 10$	$-0.49 \pm 0.15$
24	VLA: A	31140164	57283.96	Sep 18, 23:06:58	Sep 18, 23:50:10	2428	$168 \pm 9$	$-0.16 \pm 0.16$
25	VLA: A→D	31144704	57287.03	Sep 22, 00:50:00	Sep 22, 01:33:10	2430	$163 \pm 14$	$0.63 \pm 0.21$
26	VLA: D	31301742	57310.98	Oct 15, 23:26:00	Oct 16, 00:09:12	2430	$748 \pm 16$	$-0.01 \pm 0.07$
27	VLA: D	31379109	57327.96	Nov 1, 22:57:40	Nov 1, 23:40:50	2428	$647 \pm 15$	$0.28 \pm 0.06$
28	VLA: D	31389681	57329.96	Nov 3, 22:59:46	Nov 3, 23:42:56	2428	$596 \pm 14$	$0.26 \pm 0.08$

<sup>a</sup> Temps d'exposition effectif sur GRS 1739–278.

<sup>b</sup> Densité de flux intégrée dans la bande 4.74–7.96 GHz.

**Table 12.4** – Flux radio et rayons X en 1996 dérivés de Hjellming et al. (1996) et de Borozdin et al. (1998)

Date (MJD)	Instrument	Frequency (GHz)	Flux density (mJy)	$F_{\text{ASM}}$ (counts s <sup>-1</sup> )	3–9 keV unabsorbed flux <sup>a</sup> (10 <sup>-9</sup> erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )
50166	VLA	4.9	1.1	$50.7 \pm 0.6$	$6.83 \pm 0.08$
50181	VLA	4.9	1.5	$28.9 \pm 0.6$	$3.89 \pm 0.08$
50187	VLA	4.9	3.7	$30.1 \pm 0.5$	$4.05 \pm 0.07$
50191	VLA	4.9	4.7	$30.1 \pm 0.4$	$4.05 \pm 0.05$

<sup>a</sup> En supposant que l'état spectral est identique à celui de MJD 50173 et que la densité de colonne est de  $2 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup>.

---

# Conclusion & perspectives

---

COMPRENDRE les phénomènes physiques à l'œuvre dans les environnements des trous noirs accrétants, et plus généralement dans les binaires accrétantes, est un travail de longue haleine. Une thèse ne suffirait pas à satisfaire pleinement la curiosité née des questionnements énoncés en introduction et dans la première partie. Par bien des aspects, les binaires accrétantes partagent de nombreuses propriétés qui tendent à laisser penser une physique universelle aux processus d'accrétion et d'éjection. Cependant, alors que toujours plus de systèmes sont étudiés avec des instruments dont les limites de sensibilité ne cessent de s'améliorer, ces objets se distinguent subtilement les uns des autres par une richesse et une grande variété de comportements. Afin de conclure la présentation de mes travaux, j'en résume ci-après les grandes lignes ainsi que les principaux résultats.

## Résumé

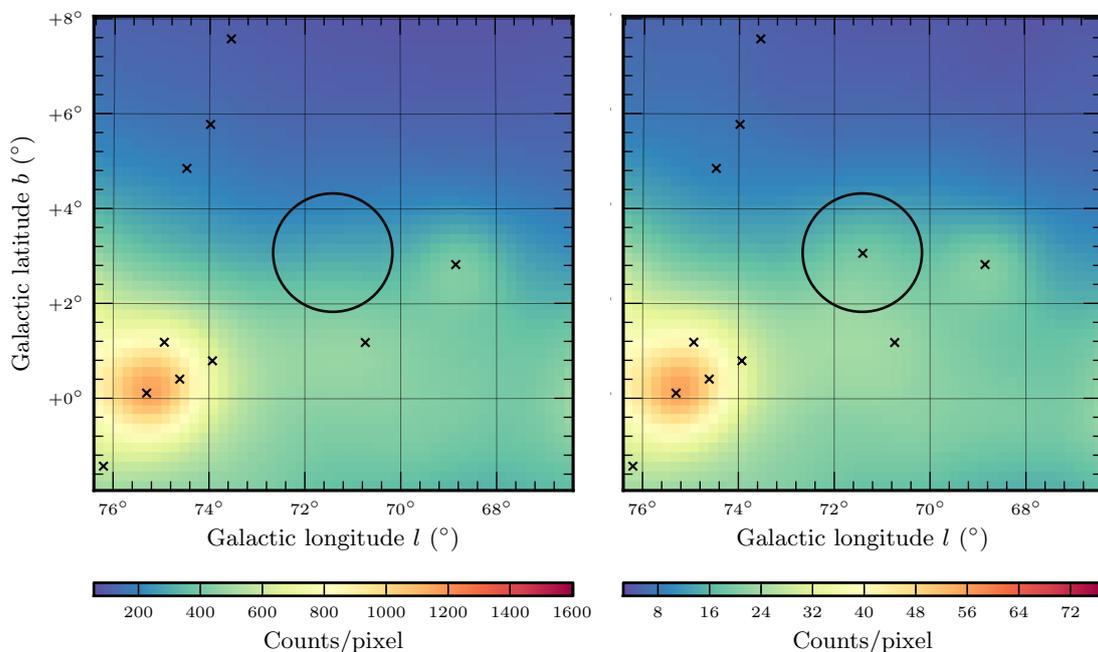
### Émission haute énergie des binaires accrétantes

La nova naine SS Cyg est un des systèmes les plus étudiés de sa catégorie. Ses éruptions récurrentes, d'une période d'environ 40 jours, dévoilent des indices relatifs à la présence d'un jet transitoire sous la forme d'un rayonnement synchrotron détecté en radio. L'accélération de particules au sein d'une telle manifestation, ainsi que la proximité du système, ont motivé une recherche de rayonnement  $\gamma$  de haute énergie avec *Fermi*/LAT. Cette recherche d'une émission significative, pourtant focalisée sur les périodes éruptives, s'est révélée infructueuse. Néanmoins, les limites supérieures dérivées sur les flux de photons  $\gamma$  de haute énergie ont permis de placer certaines limites sur la géométrie du système et sur le champ magnétique. L'intensité de ce dernier est estimée dans la gamme  $\sim 10^{-1}$ – $10^1$  G si le champ généré par l'étoile naine blanche est négligé. La séparation entre la population d'électrons rayonnant par mécanisme synchrotron et l'étoile compagnon a été contrainte à des valeurs minimales de  $\sim 5 \times 10^7$ – $4 \times 10^9$  cm, compatibles avec la taille estimée de la région d'émission. Bien que la détection à haute énergie avec *Fermi*/LAT s'avère difficile, nous indiquons que le rayonnement Compton Inverse produit serait potentiellement observable avec le satellite *NuSTAR*.

Si les novæ naines ne peuvent être détectées avec *Fermi*, qu'en est-il des autres classes de sources ? L'occasion de répondre à cette question s'est présentée en avril 2014 alors que DG CVn, un système proche d'étoiles binaires jeunes et actives, a subi un *superflare*. Cet évènement a été détecté en rayons X et radio à des luminosités dépassant de loin ce qu'il est possible d'observer pour le Soleil dans ses périodes éruptives les plus intenses. L'analyse approfondie menée n'a cependant pas révélé d'émission  $\gamma$  associée au

sursaut bien que les particules accélérées dans les éruptions stellaires, via reconnexion magnétique par exemple, peuvent interagir avec l’environnement coronal et former un rayonnement haute énergie. En revanche, l’étude des données du LAT à plus long terme a mis en évidence un sursaut significatif d’émission  $>100$  MeV en novembre 2012 dont la position pourrait correspondre avec la binaire. L’absence d’observation à d’autres longueurs d’onde ne permet pas une association immédiate. Afin de déterminer l’origine de l’éruption, nous avons investigué les données recueillies sur 15 systèmes similaires d’étoiles actives pour repérer un éventuel comportement semblable. Les résultats négatifs de cette enquête, en addition des estimations relatives à la luminosité bien trop élevée si les mécanismes d’émission sont identiques à ceux qui se produisent dans le Soleil, ne favorisent pas DG CVn comme étant la source du sursaut. Toutefois, l’analyse révèle que cet évènement est probablement lié à l’activité sporadique d’un noyau actif de galaxie en arrière plan pour lequel un candidat est proposé.

Plusieurs microquasars ont fait l’objet d’une étude détaillée en rayons  $\gamma$  de haute énergie. Bien qu’une section spécifique ne leur ait pas été consacrée, des évènements transitoires à haute énergie ont été recherchés sur toute leur histoire depuis le lancement du satellite *Fermi*. Parmi ces tentatives infructueuses, citons notamment GX 339–4, GRS 1915–105 et Circinus X–1. Un effort particulier a été dédié à l’étude de Cygnus X–1, dont l’objet compact a été le premier à être identifié comme un trou noir. Sa courbe de lumière révèle de nombreux points mesurés avec un TS significatif. À titre d’exemple, la figure suivante illustre les cartes de coups à la position de Cygnus X–1 (cercle noir) enregistrés par le LAT. La carte de gauche est intégrée sur toute la durée de la mission *Fermi* alors que celle de droite correspond à une combinaison des intervalles de temps présentant des niveaux de TS supérieurs à 25 :



Un excès d’émission localisé à la position de la binaire apparaît clairement dans l’image de droite par rapport à celle de gauche. Nous avons également tenté de caractériser le spectre à haute énergie suivant les différents états spectraux en rayons X que le microquasar présente. Ces études ont récemment été confortées par les travaux indépendants de

---

R. Zanin et al. & A. Zdziarski et al. en dehors de la Collaboration *Fermi*, rapportant une détection de Cygnus X–1 dans l'état *hard*. Si beaucoup d'indices semblent prometteurs dans la perspective de confirmer l'émission haute énergie de la binaire, certaines incertitudes subsistent. L'observation d'une contamination importante en provenance de la Lune a notamment été mise en évidence en calculant le périodogramme de Cygnus X–1 à partir des courbes de lumière par photométrie d'ouverture. Une caractérisation précise de cette contamination est requise.

Cygnus X–3, quant à lui, est le premier microquasar HMXB à avoir été détecté en rayons  $\gamma$ . Son comportement est aujourd'hui suffisamment connu pour pouvoir prédire une éruption à haute énergie. Nous nous sommes donc servi des données enregistrées quotidiennement par *Swift*/BAT pour repérer et restreindre l'analyse sur la période d'émission la plus probable. L'occasion s'est présentée en janvier 2016 (et en août–septembre 2016) alors que la source est entrée dans une phase état *soft*. La mesure d'un rayonnement  $\gamma$  significatif modulé avec une période de 4.8 h, la coïncidence temporelle avec le comportement de la source en rayons X, et la détection d'éruptions mineures en radio avec OVRO, ont conduit à la cinquième (et sixième) détection de Cygnus X–3 en rayons  $\gamma$ . La répétition des observations à haute énergie permettra à terme de caractériser pleinement les conditions physiques requises ainsi que de comprendre les mécanismes d'accélération de particules dans les environnements des microquasars.

L'éruption exceptionnelle de V404 Cygni en juin 2015 après 26 ans de quiescence a déclenché une multitude d'études à toutes les longueurs d'onde. Les analyses approfondies des données du LAT ont révélé un excès d'émission  $\gamma$ , dont la durée serait très courte, centré sur MJD 57199.2, avec un faible niveau de significativité. Grâce à une étude statistique basée à la fois sur la coïncidence temporelle de l'excès avec le sursaut de V404 Cygni, et à la fois sur la répartition des fluctuations dans le ciel observé par le LAT, nous avons montré que la détection pouvait être considérée significative. Ce travail a permis d'ajouter une nouvelle classe de sources d'émission  $\gamma$  au palmarès des détections *Fermi*/LAT : les LMXBs, en plus de fournir de fortes contraintes sur le scénario d'émission. La détection contemporaine de la raie d'annihilation à 511 keV indique que l'émission haute énergie à proximité de la couronne est fortement absorbée. Nous suggérons donc que les rayons  $\gamma$  proviennent des jets, dans un contexte particulier. Suite à la destruction d'un disque magnétiquement gelé autour du trou noir par reconnexion magnétique, une éruption majeure est survenue et a été visible en radio. Environ six heures après, un puissant jet de type Blandford-Znajek a pu être re-construit, pour lequel certains modèles indiquent que sa luminosité  $\gamma$  prévaut sur celle qu'il avait avant l'éjection majeure.

### Couplage accrétion/éjection des microquasars

V404 Cygni a également été étudié dans son niveau d'activité habituel, en quiescence. Les observations radio avec le VLA, simultanées avec celles en rayons X durs de *NuSTAR* ont révélé que le microquasar se situe toujours sur sa branche de corrélation. Cependant, sur des échelles de temps plus courtes, les deux longueurs d'onde ne semblent pas totalement corrélées. Il est également possible que la sensibilité de *NuSTAR* ne soit pas suffisante pour repérer avec précision des variations à l'échelle de quelques minutes. La planification initiale impliquait des observations simultanées entre *XMM-Newton* et le VLA. Celles-ci n'ont pu avoir lieu pour cause d'arrêt momentané du fonctionnement

---

de l'interféromètre radio. L'analyse des données radio a révélé une importante variabilité spectrale pouvant traduire une instabilité du jet compact de la binaire alors que le taux d'accrétion est faible dans l'état quiescent.

L'évolution d'un trou noir accrétant au cours de l'un de ses sursauts a été étudiée dans le cas du microquasar GRS 1739–278. De juin à novembre 2015, nous avons observé ce système avec le VLA et *Swift*/XRT pour un total, respectivement, de 28 et 52 observations. Les résultats sont pour le moins surprenants, ils témoignent une nouvelle fois de la complexité et de la diversité des comportements des binaires. Dans un but comparatif, les 40 observations *Swift*/XRT d'archives sur GRS 1739–278 datant de son sursaut précédent en 2014 ont été analysées. Le sursaut de 2015 est particulièrement intéressant car il présente deux cycles de transitions d'état. La durée de chacun de ces cycles est significativement plus courte que celle du sursaut de 2014 par exemple. Ensuite, les transitions d'état ont été effectuées à des luminosités très faibles, de l'ordre de 0.7% de la luminosité d'Eddington (pour un trou noir de  $10M_{\odot}$ ). Les faibles luminosités observées ne peuvent être expliquées ni par la distance de la source (qui serait très conséquente) ni par l'effet d'un *de-boosting* relativiste. Le fait que non seulement la luminosité radio mais également celle en rayons X semblent souffrir d'un même facteur d'atténuation est un élément intéressant. En effet les mesures en rayons X et radio suivent la pente de corrélation *standard* lorsque GRS 1739–278 est dans l'état *hard* à un niveau de luminosité cependant plus faible. L'idée qu'il reste encore à explorer plus en détail le lien entre temps d'accumulation de matière/durée du sursaut/luminosité de transition vers l'état *soft* ne manque pas d'intérêt. Certaines études ont déjà mis en évidence le rôle du champ magnétique, aggloméré dans les régions internes du disque d'accrétion, dans la valeur de la luminosité de la transition HS  $\rightarrow$  SS.

## Perspectives

Les recherches approfondies sur l'émission  $\gamma$  de haute énergie des microquasars et autres systèmes binaires ont révélé la difficulté de mesurer une émission qui, si elle existe, demeure relativement faible, proche de la limite de sensibilité de *Fermi*/LAT. Cet instrument est pourtant le meilleur dans sa catégorie. L'exemple de la faible détection de V404 Cygni à haute énergie révèle l'intensité extrême qu'une source de ce type doit présenter pour pouvoir être perçue, en plus des conditions optimales pendant un bref intervalle de temps. En effet nous n'avons pas pu mesurer un rayonnement significatif pour une autre source, exceptée Cygnus X–3. Cygnus X–1 est sans conteste le candidat idéal pour une détection  $\gamma$ . Les études récentes indiquent une probable émission  $\gamma$  lorsque la source est dans l'état *hard*, favorisant un mécanisme de rayonnement par SSC du jet plutôt que par diffusion Compton Inverse des photons thermiques issus du disque d'accrétion ou de l'étoile compagne. Cependant, les mesures présentées et principalement celles des courbes de lumière pourraient bénéficier d'un traitement plus approfondi. La prise en considération des sources parasites et d'un modèle diffus adapté aux basses énergies par rapport à une extrapolation du modèle ajusté sur les données à plus haute énergie, contribueront certainement à l'amélioration de la significativité de détection. Il sera alors possible de déterminer précisément les dates exactes d'émission  $\gamma$  et les confronter aux données multi-longueurs d'onde. La variation de l'émission haute énergie devrait notamment être fortement corrélée avec celle de l'émission synchrotron radio

---

car la même population d'électrons serait responsable de ces deux rayonnements. Les observations de Cygnus X-3, V404 Cygni et Cygnus X-1 révèlent toutes des spectres  $\gamma$  très mous. Leurs observations avec les instruments Cherenkov tels MAGIC, HESS et bientôt CTA représenteront un challenge considérable.

De manière complémentaire, l'étude des microquasars à basses luminosités fournit de précieuses informations sur la physique de l'accrétion et de l'éjection. En particulier, nous avons vu que le jet de V404 Cygni adopte un comportement erratique lors des phases de quiescence. Ce comportement est observé à très courtes échelles temporelles, de l'ordre de la dizaine de minutes. Conduire une campagne d'observations conjointes radio et infrarouge dans cet état permettrait de révéler l'évolution des formes spectrales. L'obtention de spectres synchrotron contraints aussi bien dans leur partie optiquement épaisse que dans celle optiquement mince serait un très bon indicateur de la géométrie, de l'intensité des champs magnétiques et de l'énergie des jets.

Comprendre la diversité des comportements des microquasars est certainement un enjeu majeur pour une théorie « universelle » de l'accrétion et de l'éjection. Cette étape passe par la caractérisation de l'influence des paramètres propres aux systèmes (masse, spin, période orbitale, nature de l'étoile compagnon, dimension du disque d'accrétion, environnement, intensité du champ magnétique, ...) dans les observables (fréquence et durée de sursaut, état spectral, luminosité de transition, corrélation radio/rayons X, présence de QPOs, ...). La mise en activité prochaine de plusieurs instruments interférométriques radio permettra de suivre un plus grand nombre de sources transitoires avec une sensibilité inégalée. MeerKAT est actuellement en construction en Afrique du Sud. Ses premières images laissent rêver sur le potentiel du réseau complet. Outre ses capacités de détection, 100 min par jour pendant cinq ans sont accordées aux observations de sources transitoires en addition des observations dites *commensales* (mise à disposition des données d'une observation tierce contenant un évènement transitoire). Les cibles de ce programme incluent naturellement les binaires X, les variables cataclysmiques, les supernovæ, les GRBs et bien sûr les phénomènes transitoires de nature encore inconnue. En 2007, D. Lorimer et al., ont découvert les Fast Radio Bursts (FRBs), des sursauts radio de quelques millisecondes dont les mesures de dispersion (DM) élevées indiquent leur origine extragalactique. En plus de la physique en environnement extrême impliquée dans la production de ces FRBs, leur étude pourrait répondre au problème des baryons manquants. En effet, s'il est possible de mesurer leurs DMs qui indiquent la quantité de matière traversée, l'identification de leur source, et donc de leur distance de propagation, permettrait de contraindre les modèles de distribution de matière dans l'Univers. Cependant, l'identification de leur origine n'a pas encore été élucidée. Des instruments radio basses fréquences comme NenuFAR, actuellement en construction à Nançay, pourvus d'un champ de vue important, se révéleront cruciaux dans la détection et la caractérisation de ces évènements bien que les DMs importantes représenteront un certain challenge.

MeerKAT et NenuFAR, entre autres, sont classés respectivement comme des instruments *precursor* et *pathfinder* (éclaireurs) du futur Square Kilometer Array (SKA). Sensible de 70 MHz à 25 GHz pour un champ de vue jusqu'à 200 deg<sup>2</sup> à 70 MHz, le SKA sera doté d'une flexibilité extrême autorisant un grand nombre de pointés indépendants et simultanés. Cet instrument géant s'étendra de l'Afrique du Sud à l'Australie et permettra de résoudre des structures jusqu'à <10 mas.

---

La recherche de sources transitoires radio peut encore bénéficier de belles découvertes.

# Appendices



---

# Articles de recherche

---



---

A.1	LAT observations of V404 Cyg in 2015 . . . . .	237
A.2	Transient gamma-ray flare near DG CVn . . . . .	245
A.3	Low luminosity outburst of GRS 1739–278 . . . . .	253
A.4	<i>XMM-Newton</i> & <i>NuSTAR</i> view of GRS 1739–278 . .	255
A.5	X-ray and radio emission of V404 Cyg in quiescence . .	257
A.6	INTEGRAL observations of V404 Cyg in outburst . . .	269
A.7	First detection in gamma-rays of a young radio galaxy	277
A.8	Increased gamma-ray emission from CygX–3 . . . . .	285
A.9	Detection of a gamma-ray flare from CygX–3 . . . . .	287

---



**A.1 High-energy gamma-ray observations of the accreting  
black hole V404 Cygni during its June 2015 outburst**

Publication parue dans la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society Letters* (Loh et al, 2016a)





## High-energy gamma-ray observations of the accreting black hole V404 Cygni during its 2015 June outburst

A. Loh,<sup>1\*</sup> S. Corbel,<sup>1,2</sup> G. Dubus,<sup>3,4</sup> J. Rodriguez,<sup>1</sup> I. Grenier,<sup>1</sup> T. Hovatta,<sup>5,6</sup>  
T. Pearson,<sup>7</sup> A. Readhead,<sup>7</sup> R. Fender<sup>8</sup> and K. Mooley<sup>8</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire AIM (CEA/IRFU-CNRS/INSU-Univ. Paris Diderot), CEA DSM/IRFU/SAP, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup>Station de Radioastronomie de Nançay, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Univ. Orléans, F-18330 Nançay, France

<sup>3</sup>Univ. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>4</sup>CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>5</sup>Aalto University Metsähovi Radio Observatory, Metsähovintie 114, FI-02540 Kylmäla, Finland

<sup>6</sup>Aalto University Department of Radio Science and Engineering, PO BOX 13000, FI-00076 Aalto, Finland

<sup>7</sup>California Institute of Technology, 1200 E. California Blvd, MC 249-17, Pasadena, CA 91125, USA

<sup>8</sup>Astrophysics, Department of Physics, University of Oxford, Keble Road, Oxford OX1 3RH, UK

Accepted 2016 July 14. Received 2016 July 13; in original form 2016 April 22

### ABSTRACT

We report on *Fermi*/Large Area Telescope observations of the accreting black hole low-mass X-ray binary V404 Cygni during its outburst in 2015 June–July. Detailed analyses reveal a possible excess of  $\gamma$ -ray emission on 2015 26 June, with a very soft spectrum above 100 MeV, at a position consistent with the direction of V404 Cyg (within the 95 per cent confidence region and a chance probability of  $4 \times 10^{-4}$ ). This emission cannot be associated with any previously known *Fermi* source. Its temporal coincidence with the brightest radio and hard X-ray flare in the light curve of V404 Cyg, at the end of the main active phase of its outburst, strengthens the association with V404 Cyg. If the  $\gamma$ -ray emission is associated with V404 Cyg, the simultaneous detection of 511 keV annihilation emission by *INTEGRAL* requires that the high-energy  $\gamma$ -rays originate away from the corona, possibly in a Blandford–Znajek jet. The data give support to models involving a magnetically arrested disc where a bright  $\gamma$ -ray jet can re-form after the occurrence of a major transient ejection seen in the radio.

**Key words:** black hole physics – stars: individual: V404 Cygni – gamma-rays: stars – radio continuum: stars – X-rays: binaries.

### 1 INTRODUCTION

The microquasars consist of an accreting black hole or neutron star in a binary system with transient or persistent relativistic jets (Mirabel & Rodríguez 1999). They display a wide range of behaviour at all wavelengths (e.g. Tauris & van den Heuvel 2006), but they have rarely been detected at high-energy  $\gamma$ -rays, despite the high-energy particles produced in their jets (Corbel et al. 2002). Relativistic particles in the jet could emit  $\gamma$ -rays, either by Compton upscattering the low-energy photons from the accretion disc/stellar field (e.g. Georganopoulos, Aharonian & Kirk 2002; Bosch-Ramon, Romero & Paredes 2006) or by pion decays from inelastic collisions between jet particles and stellar wind protons (Romero et al. 2003). Gamma-ray photons could also be produced at the shock regions where the jets encounter the interstellar medium (Bosch-Ramon, Perucho & Bordas 2011) or within the jet itself (Atayan & Aharonian 1999).

Despite their recurrent outbursts, only the microquasar Cyg X–3 (and perhaps Cyg X–1; Bodaghee et al. 2013; Malyshev, Zdziarski & Chernyakova 2013) behaves like a clearly identified transient high-energy emitter (*Fermi* LAT Collaboration et al. 2009; Tavani et al. 2009). The latter’s  $\gamma$ -ray flares are strongly correlated to the radio emission originating from the relativistic jets (Corbel et al. 2012). With a donor star of mass  $> 10 M_{\odot}$ , they are consistent with being high-mass X-ray binaries.

The low-mass X-ray binary (LMXB) V404 Cygni (also known as GS 2023+338) underwent an exceptional outburst phase in 2015 June. V404 Cyg is a nearby system ( $2.39 \pm 0.14$  kpc; Miller-Jones et al. 2009) harbouring an  $\sim 9 M_{\odot}$  black hole and an  $\sim 1 M_{\odot}$  companion star (Wagner et al. 1992; Khargharia, Froning & Robinson 2010) with a 6.5 d orbital period (Casares, Charles & Naylor 1992). After a 26 yr long quiescent period (e.g. Rana et al. 2016), renewed activity was detected with the *Swift*/BAT (Barthelmy et al. 2015) and *Fermi*/GBM (Younes 2015; Jenke et al. 2016, up to 300 keV) on June 15 (MJD 57188). This triggered a worldwide multiwavelength monitoring campaign from radio (Mooley et al. 2015) to

\* E-mail: alan.loh@cea.fr

L112 A. Loh et al.

hard X-rays (Rodriguez et al. 2015a) until V404 Cyg faded towards its quiescent accretion level in 2015 August (Sivakoff et al. 2015). The source has since undergone a fainter re-brightening, in 2015 December 2015 (e.g. Beardmore, Page & Kuulkers 2015).

We took advantage of the intense activity and monitoring of V404 Cyg to probe its high-energy emission with the Large Area Telescope (LAT; Atwood et al. 2009) on board *Fermi*. The  $\gamma$ -ray analysis leading to the marginal detection of a flare is described in Section 2. Its origin is discussed in Section 3.

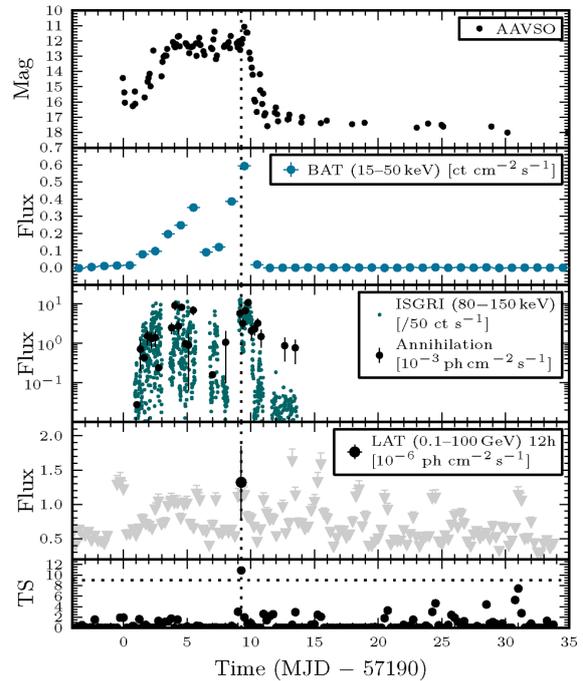
## 2 OBSERVATIONS AND DATA ANALYSIS

We have analysed the Pass 8 *Fermi*/LAT data covering the period 2008 August 4 to 2015 July 17. We used the *Fermi* Science Tools (version v10r1p1) with the Instrument Response Functions set P8R2\_SOURCE\_V6. A  $15^\circ$  acceptance cone centred on the infrared position of V404 Cyg has been considered. LAT photons labelled as SOURCE (evclass = 128) were selected in the energy range from 100 MeV to 100 GeV. Events were also filtered based on the quality of the PSF, choosing the three best partitions (PSF 1 to 3: evtype = 56) and standard filters on the data quality were applied. To minimize the contamination by Earth limb photons,  $\gamma$ -ray events with reconstructed directions pointing above a  $90^\circ$  zenith angle have been excluded.

In order to first constrain the emission of the whole region (nearby point-like sources and diffuse sky components), we performed a binned maximum-likelihood spectral analysis using the *NewMinuit* optimization algorithm implemented in *gtlike*. In the modelling of the region of interest (RoI), we have included the standard templates for the Galactic and isotropic backgrounds (*gll\_iem\_v06.fits* and *iso\_P8R2\_SOURCE\_V6\_v06.txt*)<sup>1</sup> and we used the spectral models listed in the 4-yr *Fermi* catalogue (Acero et al. 2015, hereafter 3FGL) for all the sources within a  $25^\circ$  radius. The normalization parameters were left free to vary for the diffuse components and for the sources either within  $5^\circ$  from the RoI centre or labelled as variable (i.e. a variability index greater than 72.44; 3FGL). The results of the binned likelihood analysis using 7 yr of LAT data, without including V404 Cyg which is not detected over this time-scale, are fully consistent with those of the 3FGL catalogue. For instance, the flux normalization for the blazar B2023+336 (3FGL J2025.2+3340; Kara et al. 2012), which is only  $\sim 0:32$  away from V404 Cyg, differs by only  $\sim 3$  per cent from the catalogue value. In addition, the residual maps do not show any noticeable structures, especially around the Galactic plane.

### 2.1 Gamma-ray variability

To study the shortest time-scale variations, we have fixed every source model parameter at their fitted values from the binned analysis and added a point-source at the location of V404 Cyg, modelled as a power law with free normalization and index. Un-binned analyses over 12 or 6-h bins were performed, with each bin shifted by 6 or 1 h from the previous one, respectively (see Figs 1 and 2). Whenever the derived Test Statistic (TS)<sup>2</sup> value was lower than 9 (corresponding to  $\lesssim 3\sigma$  detection significance, Mattox



**Figure 1.**  $\gamma$ -ray flux and 95 per cent upper limits  $>100$  MeV and corresponding TS at the position of V404 Cyg in 12 h bins, shifted by 6 h in time. The upper panels display the optical (extracted from the AAVSO data base), hard X-ray *Swift*/BAT (Krimm et al. 2013), *INTEGRAL*/ISGRI count rate in the 80–150 keV band and the photon flux in the annihilation line (Siebert et al. 2016) LCs.

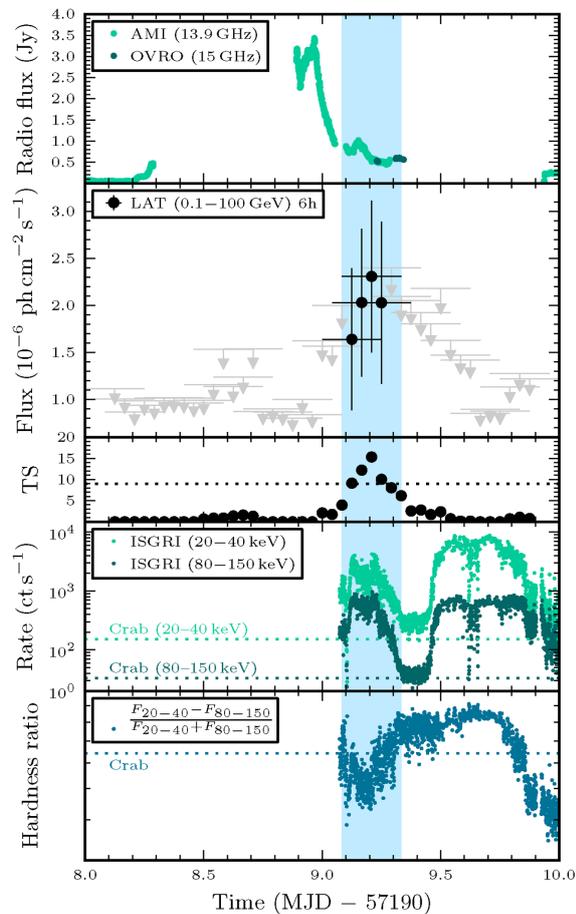
et al. 1996), we computed 95 per cent upper limits on the high-energy flux using the method of Helene (1991) as implemented in the *pyLikelihood* module of the Science Tools. Otherwise, integrated  $\gamma$ -ray fluxes along with  $1\sigma$  statistical error bars are provided. The LAT exposure (averaged on 12 h) ranges between 1 and  $4 \times 10^7$   $\text{cm}^2 \text{s}$  during the considered period, anticorrelated with the flux upper limits in Fig. 1, and is  $\sim 2.5 \times 10^7$   $\text{cm}^2 \text{s}$  during the  $\gamma$ -ray excess on MJD 57199.2.

Our variability analysis (performed between MJD 57140 and 57225) encompassing the June outburst period of V404 Cyg reveals the presence of a weak  $\gamma$ -ray excess at a location close to the LMXB around MJD 57199 (2015 June 26). The date of the  $\gamma$ -ray excess maximum statistical significance is estimated at MJD 57199.2  $\pm$  0.1 (based on our 6-h bins, see Fig. 2), although we caution that the measurements are not independent since the bins overlap in exposure. At the position of V404 Cyg, we measure a peak photon flux  $F_\gamma = (2.3 \pm 0.8) \times 10^{-6}$   $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , using the 6-h bins (quoted errors are statistical and dominate the systematic uncertainties), for a corresponding TS value of 15.3 (the maximum on 12-h bins is  $F_\gamma = (1.4 \pm 0.5) \times 10^{-6}$   $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  for TS = 15.2, see Fig. 3). The spectrum is very soft and scales as  $F_\gamma \propto E^{-3.5 \pm 0.8}$ .

As a verification procedure, we have computed the 12-h bin light curve (LC) of the closest *Fermi* source: 3FGL J2025.2+3340, with the normalization of its spectral component left free to vary and excluding V404 Cyg from the model. This blazar underwent one flaring episode in 2009 July which lasted tens of days (*Fermi* All-sky Variability Analysis; Ackermann et al. 2013) and is labelled as variable in the 3FGL catalogue (with a variability index of 278.7;

<sup>1</sup> <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/>

<sup>2</sup>  $\text{TS} = 2 \ln(\mathcal{L}_1/\mathcal{L}_0)$ ,  $\mathcal{L}_1$  and  $\mathcal{L}_0$  are the likelihood maxima with or without including the target source into the model.

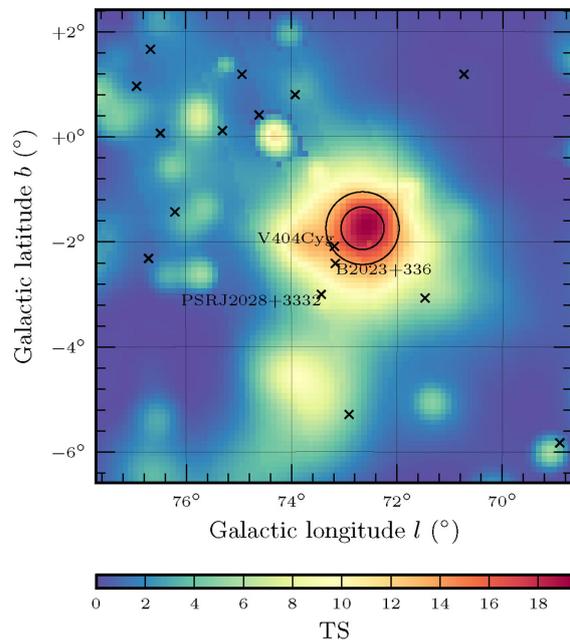


**Figure 2.** Multiwavelength LC of V404 Cyg around the time of the  $\gamma$ -ray peak (vertical blue shaded area). From top to bottom panel: AMI and OVRO flux density evolutions; LAT flux and 95 per cent upper limits in 6-h bins, with 1 h shifts in exposure between each measurement; corresponding TS; *INTEGRAL*/ISGRI (LC and hardness ratio).

Kara et al. 2012; Ackermann et al. 2015). Its LC shows no significant detection over the 30 d encompassing the outburst period of the LMXB. The highest value (TS  $\sim 8.1$ ) occurs on MJD 57199.25, which is consistent with the observed  $\gamma$ -ray excess since some of the photons are attributed to the blazar’s emission if V404 Cyg is not taken into account. Furthermore, we note that no multiwavelength activity has been reported from this source despite intense monitoring of this field at all wavelengths in 2015 June, including its use as a phase calibrator for V404 Cyg radio observations.

## 2.2 Test statistic maps and localization

We constructed TS maps during the outburst of V404 Cyg to test whether the detection could be due to a nearby source. We show in Fig. 3 the TS map built from a 12 h integration around the date of the highest flux in the 0.1–2 GeV energy range and excluding V404 Cyg from the source model. The residual TS map shows a transient excess close to the location of V404 Cyg with a peak TS value of about 20 ( $\sim 4.5\sigma$ ). The TS value drops to  $\sim 6$  if photons



**Figure 3.** 12 h residual TS map on MJD 57199.25 (0.1–2 GeV,  $0^\circ$  1 pixel $^{-1}$ ). 3FGL sources are marked as black crosses. 68 and 95 per cent confidence regions on the best-fitting position are represented.

below 200 MeV are not considered, in agreement with the computed soft spectrum.

We used the tool *gtfindsrc* to localize the point source at the origin of the  $\gamma$ -ray excess emission. The best-fitting location is at RA(J2000) = 305:31, Dec = 33:63 with a TS of 17.6/19.5 on 6/12 h and a similar flux than reported in Section 2.1. The 68 and 95 per cent confidence radii are  $r_{68} = 0:43$  and  $r_{95} = 0:69$  (including corrections; 3FGL), represented as concentric circles in Fig. 3. The excess lies  $0:63$  from V404 Cyg’s position,  $0:84$  away from the blazar B2023+336 and  $1:48$  away from the next closest source, the pulsar PSR J2028+3332 (3FGL J2028.3+3332; Pletsch et al. 2012). The latter is not known to vary (variability index of 51.2, 3FGL). The position of the excess  $\gamma$ -ray emission thus excludes the two closest known sources. However, V404 Cyg is within the 95 per cent confidence region of the excess. The localization cannot be better constrained due to the softness of the photons, implying a larger PSF, and the short integration time, limiting the number of photons.

## 2.3 Hard X-ray and radio observations

In Fig. 2, we plot the V404 Cyg LCs obtained from observations with the IBIS/ISGRI imager on board the *INTEGRAL* satellite (data reduction similar to Rodriguez et al. 2015a). 100-s binned LCs and hardness ratios are presented in the bands 20–40 and 80–150 keV along with mean Crab levels over the year 2015 (respectively, 152.9 and 33.2  $\text{cts s}^{-1}$ ).

The 15 GHz observations were obtained using the Owens Valley Radio Observatory (OVRO) 40-m telescope. Calibration is achieved using a temperature-stable diode noise source to remove receiver gain drifts and the flux density scale is derived from observations of 3C 286 (Baars et al. 1977). Details of the reduction and

L114 *A. Loh et al.*

calibration procedure are found in Richards et al. (2011). V404 Cyg was observed with the Arcminute Microkelvin Imager (AMI-LA, 13–17 GHz), operating as part of the University of Oxford’s 4 PI SKY transients programme (Fender et al., in preparation). J2025+3343 was used as phase calibrator and the absolute flux calibration was done using 3C 286 (Baars et al. 1977). The calibration and RFI excision were done using AMI-REDUCE (Davies et al. 2009). LCs centred at 13.9 GHz were extracted from the calibrated data via vector averaging of the UV data.

### 3 DISCUSSION

We have found transient excess  $\gamma$ -ray emission at a position consistent with that of V404 Cyg, which we could not associate with a previously-known *Fermi*/LAT source. Formally, the TS of this excess is not sufficiently high to claim a detection, once the number of trials associated with constructing the LC is taken into account. The probability of measuring a TS (distributed as a  $\chi^2$ ) value  $\geq 15.3$  over the 10 d of the outburst, given 320, 6 h long, independent trials is  $\sim 2$  per cent. The integrated PSF of the LAT for the soft excess seen towards V404 Cyg, in the 0.1–2 GeV band, has a 1.5 HWHM. By comparing to 12 h long all-sky maps averaged before and after the time interval of the X-ray outburst, we estimate the chance probability of having a transient or fluctuation as bright as the excess at  $\sim 2$  per cent. So, the  $\sim 4 \times 10^{-4}$  probability of having a random, point-source,  $\gamma$ -ray excess at the time of the X-ray outburst, towards V404 Cyg supports the detection of an associated  $\gamma$ -ray flare. Its temporal coincidence with the brightest daily averaged *Swift*/BAT flare, associated with a marked change in the multiwavelength properties of the source, provides a compelling reason to posit a detection of transient  $\gamma$ -ray emission from V404 Cyg.

#### 3.1 Multiwavelength behaviour

V404 Cyg showed strong flaring activity from radio to hard X-rays over a period of about 10 d following the initial detection of the outburst on MJD 57188. The brightest flares occurred at the end of this period, close in time to the detection of the  $\gamma$ -ray excess we report. As shown by the AMI 13.9 GHz LC (Fig. 2), a giant radio flare with a peak above 3.4 Jy occurred  $\sim 6$  h before the  $\gamma$ -ray flare peak. Our 15 GHz OVRO data (Fig. 2), as well as VLA and VLBA (J. Miller-Jones, private communication) and RATAN (Trushkin, Nizhelskij & Tsybulev 2015) observations conducted around MJD 57198 and 57200 do not indicate the presence of other major radio flares. At hard X-rays, the brightest flare reaches about 57 Crab at 20–40 keV and occurs  $\sim 14$  h after the radio flare (i.e. starting on MJD 57199.5). This is preceded by another hard X-ray flare around MJD 57199.2 that is coincident with the *Fermi*/LAT  $\gamma$ -ray excess. Although its 20–40 keV intensity is lower than the MJD 57199.5 flare, its 80–150 keV flux is higher (and corresponds to the maximum at  $\sim 29$  Crab over the whole outburst period, see Fig. 2). The activity on MJD 57198–57200 in radio and hard X-rays is also accompanied by the third (and last) detection of  $e^-e^+$  pair annihilation (Siegert et al. 2016). The annihilation flux LC follows the 100–200 keV flux over these two days, including the dip at MJD 57199.4. The X-ray spectral fits suggest annihilation occurs in two zones with, respectively,  $kT \sim 2$  keV and  $\sim 500$  keV. Siegert et al. (2016) performed an LAT study during the largest positron flare (MJD 57199.616–57200.261) and derived a  $8 \times 10^{-7}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  upper limit that is consistent with our upper limit of  $8.7 \times 10^{-7}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  on the same time interval, above 100 MeV. The fastest optical variability on MJD 57199.2 is associated with a compact jet that is forming

and dissipating sporadically (Gandhi et al. 2016). The activity and emission levels decrease markedly at all wavelengths after MJD 57200. The  $\gamma$ -ray excess thus appears related to the last spur of activity of the source, preceding the brightest enhancement of 511 keV emission, before it started to fade.

#### 3.2 Gamma-ray emission from the jet?

The association of the  $\gamma$ -ray excess with major radio activity and marked transition to a softer X-ray state (Fig. 2) are reminiscent of Cyg X–3, where  $\gamma$ -ray emission is detected when the radio flux is above  $\sim 0.2$  Jy and when X-ray emission is soft – but not too much so (Corbel et al. 2012). The  $\gamma$ -ray luminosity from V404 Cyg is  $\sim 2 \times 10^{35} (d/2.4 \text{ kpc})^2 \text{ erg s}^{-1}$ , a factor of  $\sim 5$  fainter than the typical  $> 100$  MeV luminosity from Cyg X–3. This is a minor fraction of the overall luminosity output, which reached  $\sim 2 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$  (Rodríguez et al. 2015a). Gamma-ray emission may thus be much fainter in V404 Cyg than in Cyg X–3, either intrinsically or because of the boosting depending on the Lorentz factor and orientation of the emission in the relativistic jet (Grenier, Kaufman Bernadó & Romero 2005). Radio VLBI imaging of the jet should be able to narrow down such a possibility. In both cases, it is likely that we have detected only the brightest flaring episode during the outburst.

V404 Cyg appeared to stay in a hard or intermediate state during this outburst (Rodríguez et al. 2015a; Jenke et al. 2016; Kimura et al. 2016; Radhika et al. 2016). The tentative high-energy  $\gamma$ -ray detections of the microquasar Cyg X–1 are also associated with this spectral state (and/or at the transition to the soft state; Sabatini et al. 2013). Bodaghee et al. (2013) found 21 daily measurements for which TS  $> 9$  at the position of the source, mostly when it was in a hard or intermediate state. Malyshev et al. (2013) obtained a total TS  $\sim 15$  by integrating all the hard state data and no detection in the soft state. The  $\gamma$ -ray emission from Cyg X–1 is not a simple extrapolation of the  $> 100$  keV power-law emission detected in X-rays, associated with non-thermal emission from the corona and/or the jet (Rodríguez et al. 2015b). Models suggest that the high-energy  $\gamma$ -ray emission is located elsewhere, most likely associated with non-thermal emission from the jet (Malyshev et al. 2013). The association in V404 Cyg of high-energy  $\gamma$ -ray emission contemporaneous with annihilating  $e^+e^-$  pairs further supports this picture. Radiative models of coronal plasmas show significant 511 keV line emission when the pair energy input is primarily non-thermal and when the corona is very dense, i.e. a large opacity to pair production on  $> 100$  MeV photons (e.g. Svensson 1987). The high-energy  $\gamma$ -ray emission must thus originate away from the corona.

An intriguing possibility is that the ejection during the radio flare is associated with the disruption of a jet extracting energy from the black hole through the Blandford–Znajek process (Blandford & Znajek 1977). Numerical simulations indicate this process to be efficient when magnetic flux dragged in by a thick accretion flow piles up to create a ‘magnetically arrested disc’ (MAD) close to the black hole (Tchekhovskoy, Narayan & McKinney 2011; McKinney, Tchekhovskoy & Blandford 2012). O’ Riordan, Pe’er & McKinney (2016) show that such a configuration leads to high-energy  $\gamma$ -ray emission in the hard state, due to Compton upscattering of jet or disc synchrotron photons. In contrast, the  $\gamma$ -ray emission is very weak when the built-up magnetic flux is insufficient to suppress standard accretion. In this scenario, a transient ejection occurs when the MAD configuration is disrupted (reconnects) due to incoming magnetic flux of opposite polarity (Dexter et al. 2014). O’ Riordan et al. (2016) indicate that the re-formed jet is brighter in  $\gamma$ -rays than prior to the major ejection. Hence, the brief  $\gamma$ -ray emission from

V404 Cyg following a major radio flare might be associated with the temporary re-formation of a powerful Blandford–Znajek jet.

The present observations support the presence of  $\gamma$ -ray emission associated with ejections in microquasars, and for the first time from an accreting black hole with a low-mass donor companion. This emission is weak and variable, with a low statistical significance. Some perseverance will be required to clarify the multiwavelength context in which it appears in this and other microquasars, thus fulfilling its potential as a diagnostic of the accretion–ejection process.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

We thank J. Miller-Jones, J. Ballet and J. Perkins for useful discussions and T. Siegert for providing the annihilation LC. AL, SC and JR acknowledge funding support from the French Research National Agency: CHAOS project ANR-12-BS05-0009 and the UnivEarthS Labex programme of Sorbonne Paris Cité (ANR-10-LABX-0023 and ANR-11-IDEX-0005-02). KM acknowledges funding support from the Hintze Foundation. The *Fermi*-LAT Collaboration acknowledges support for LAT development, operation and data analysis from NASA and DOE (USA), CEA/Irfu and IN2P3/CNRS (France), ASI and INFN (Italy), MEXT, KEK, and JAXA (Japan), and the K.A. Wallenberg Foundation, the Swedish Research Council and the National Space Board (Sweden). Science analysis support in the operations phase from INFN (Italy) and CNES (France) is also gratefully acknowledged. The OVRO 40-m monitoring programme is supported in part by NASA grants NNX08AW31G and NNX11A043G, and NSF grants AST-0808050 and AST-1109911. We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO. We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO International Database contributed by observers worldwide and used in this research.

#### REFERENCES

Acero F. et al., 2015, *ApJS*, 218, 23 (3FGL)  
Ackermann M. et al., 2013, *ApJ*, 771, 57  
Ackermann M. et al., 2015, *ApJ*, 810, 14  
Atayan A. M., Aharonian F. A., 1999, *MNRAS*, 302, 253  
Atwood W. B. et al., 2009, *ApJ*, 697, 1071  
Baars J. W. M., Genzel R., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A., 1977, *A&A*, 61, 99  
Barthelmy S. D., D’Ai A., D’Avanzo P., Krimm H. A., Lien A. Y., Marshall F. E., Maselli A., Siegel M. H., 2015, *GCN Circ.*, 17929  
Beardmore A. P., Page K. L., Kuulkers E., 2015, *Astron. Telegram*, 8455  
Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *MNRAS*, 179, 433  
Bodaghee A., Tomsick J. A., Pottschmidt K., Rodríguez J., Wilms J., Pooley G. G., 2013, *ApJ*, 775, 98  
Bosch-Ramon V., Romero G. E., Paredes J. M., 2006, *A&A*, 447, 263  
Bosch-Ramon V., Perucho M., Bordas P., 2011, *A&A*, 528, A89  
Casares J., Charles P. A., Naylor T., 1992, *Nature*, 355, 614

Corbel S., Fender R. P., Tzioumis A. K., Tomsick J. A., Orosz J. A., Miller J. M., Wijnands R., Kaaret P., 2002, *Science*, 298, 196  
Corbel S. et al., 2012, *MNRAS*, 421, 2947  
Davies M. L. et al., 2009, *MNRAS*, 400, 984  
Dexter J., McKinney J. C., Markoff S., Tchekhovskoy A., 2014, *MNRAS*, 440, 2185  
Fermi LAT Collaboration et al., 2009, *Science*, 326, 1512  
Gandhi P. et al., 2016, *MNRAS*, 459, 554  
Georganopoulos M., Aharonian F. A., Kirk J. G., 2002, *A&A*, 388, L25  
Grenier I. A., Kaufman Bernadó M. M., Romero G. E., 2005, *Ap&SS*, 297, 109  
Helene O., 1991, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 300, 132  
Jenke P. A. et al., 2016, *ApJ*, 826, 37  
Kara E. et al., 2012, *ApJ*, 746, 159  
Khargharia J., Froning C. S., Robinson E. L., 2010, *ApJ*, 716, 1105  
Kimura M. et al., 2016, *Nature*, 529, 54  
Krimm H. A. et al., 2013, *ApJS*, 209, 14  
McKinney J. C., Tchekhovskoy A., Blandford R. D., 2012, *MNRAS*, 423, 3083  
Malyshev D., Zdziarski A. A., Chernyakova M., 2013, *MNRAS*, 434, 2380  
Mattox J. R. et al., 1996, *ApJ*, 461, 396  
Miller-Jones J. C. A., Jonker P. G., Dhawan V., Brisken W., Rupen M. P., Nelemans G., Gallo E., 2009, *ApJ*, 706, L230  
Mirabel I. F., Rodríguez L. F., 1999, *ARA&A*, 37, 409  
Mooley K., Fender R., Anderson G., Staley T., Kuulkers E., Rumsey C., 2015, *Astron. Telegram*, 7658  
O’Riordan M., Pe’er A., McKinney J. C., 2016, *ApJ*, 819, 95  
Pletsch H. J. et al., 2012, *ApJ*, 744, 105  
Radhika D., Nandi A., Agrawal V. K., Mandal S., 2016, preprint (arXiv:1601.03234)  
Rana V. et al., 2016, *ApJ*, 821, 103  
Richards J. L. et al., 2011, *ApJS*, 194, 29  
Rodríguez J. et al., 2015a, *A&A*, 581, L9  
Rodríguez J. et al., 2015b, *ApJ*, 807, 17  
Romero G. E., Torres D. F., Kaufman Bernadó M. M., Mirabel I. F., 2003, *A&A*, 410, L1  
Sabatini S. et al., 2013, *ApJ*, 766, 83  
Siegert T. et al., 2016, *Nature*, 531, 341  
Sivakoff G. R., Bahramian A., Altamirano D., Beardmore A. P., Kuulkers E., Motta S., 2015, *Astron. Telegram*, 7959  
Svensson R., 1987, *MNRAS*, 227, 403  
Tauris T. M., van den Heuvel E. P. J., 2006, in Lewin W. H. G., van der Klis M., eds, *Compact Stellar X-ray Sources*, Cambridge Astrophysics Series, No. 39. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 623  
Tavani M. et al., 2009, *Nature*, 462, 620  
Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J. C., 2011, *MNRAS*, 418, L79  
Trushkin S. A., Nizhelskij N. A., Tsybulev P. G., 2015, *Astron. Telegram*, 7716  
Wagner R. M., Kreidl T. J., Howell S. B., Starrfield S. G., 1992, *ApJ*, 401, L97  
Younes G., 2015, *GCN Circ.*, 17932

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.



**A.2** **Transient gamma-ray flare in the vicinity of the M-dwarf  
binary star DG CVn**

Publication en cours de soumission (Loh et al., in prep. a)



# *Fermi*/LAT detection of a transient gamma-ray flare in the vicinity of the binary star DG CVn

Alan Loh<sup>1\*</sup>, Stéphane Corbel<sup>1,2</sup> and Guillaume Dubus<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire AIM (CEA/IRFU - CNRS/INSU - Univ. Paris Diderot), CEA DSM/IRFU/SAP, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup>Station de Radioastronomie de Nançay, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Univ. Orléans, 18330 Nançay, France

<sup>3</sup>Univ. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>4</sup>CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

## ABSTRACT

Solar flares are regularly detected by the Large Area Telescope (LAT) on board the *Fermi* satellite, however no  $\gamma$ -ray emission from other stellar eruptions has ever been captured. The *Swift* detection in April 2014 of a powerful outburst originating from DG CVn, with associated optical and radio emissions, enticed us to search for possible 0.1–100 GeV emission from this flaring nearby binary star using the *Fermi*/LAT. No  $\gamma$ -ray emission is detected from DG CVn in 2014, but we report a significant  $\gamma$ -ray excess in November 2012, at a position consistent with that of the binary. There are no reports of contemporary flaring at other wavelengths from DG CVn or any other source within the error circle of the gamma-ray source. We argue that the  $\gamma$ -ray flare is more likely to have been associated with a background blazar than with DG CVn and identify a candidate for follow-up study.

**Key words:** Acceleration of particles – stars: flare – gamma-rays: stars – stars: individual (DG CVn).

## 1 INTRODUCTION

The development of wide-field surveys and rapid response capabilities at all wavelengths has enabled the discovery of unanticipated classes of transient sources (see Fender & Bell 2011; Rau et al. 2009; Gehrels & Cannizzo 2015, for radio, optical and X-ray examples). For the high-energy sky above 100 MeV, the main instrument of the *Fermi* satellite, the Large Area Telescope (LAT, Atwood et al. 2009), combines a high sensitivity, a wide field of view, a large energy range, and operates in a sky-survey mode most of the time. This nearly complete mapping and continuous monitoring of the sky led to the discovery of new and sometimes unexpected  $\gamma$ -ray source classes such as microquasars (Fermi LAT Collaboration et al. 2009) or Galactic novae (Abdo et al. 2010).

The hard X-ray transient monitor Burst Alert Telescope (BAT) on board the *Swift* satellite detected on 2014 April 23 a powerful and rare outburst (Drake et al. 2014; Osten et al. 2016). The brightness of this event was such that it triggered *Swift* as if it were a Gamma-Ray Burst. The associated source of this emission, DG CVn (also known as GJ 3789 or G 165–8AB) is a stellar system comprised of two M-dwarf stars separated by 0''.2 (Mason et al. 2001; Beuzit et al. 2004). Riedel et al. (2014) indicated that the system

lies at 18 pc from the Earth and that it is relatively young ( $\sim 30$  Myr, Caballero-García et al. 2015). Intense chromospheric activity in radio, H $\alpha$ , and X-rays is associated with the rapid stellar rotation ( $v \sin i = 55.5 \text{ km s}^{-1}$ , Delfosse et al. 1998; Mohanty & Basri 2003).

*Swift* triggered an automatic follow-up with the Arminute Microkelvin Imager radio telescope at 15 GHz reported by Fender et al. (2015). Radio observations started within 6 minutes after the trigger and captured a bright 100 mJy flare. Some additional smaller flares occurred during the next four days before the return at a quiescent radio level (2–3 mJy, as detected by Bower et al. 2009). DG CVn's radio detection suggests production of synchrotron emission from electrons accelerated during the initial phase of a major stellar flare. These non-thermal particles are thought to deposit their energy in the lower stellar atmosphere where the density is higher, heating the medium and possibly producing X-ray thermal radiation from the plasma (e.g. Neupert 1968). Caballero-García et al. (2015) measured a delay between hard X-ray and optical emissions, that can be attributed to this Neupert effect.

The accelerated particles could also lose their energy via pion decay or Bremsstrahlung processes depending on their leptonic or hadronic nature. This may result in high-energy emission that could be detectable by the LAT. This motivated the  $\gamma$ -ray study described in Sec. 2 of this letter.

\* E-mail: alan.loh@cea.fr

2 *A. Loh, S. Corbel & G. Dubus*

Results and detection of a significant excess in 2012, close to DG CVn, are presented in Sec. 3 and discussed in Sec. 4, where we consider the possibility that this excess is due to a flaring Active Galactic Nucleus (AGN).

## 2 FERMI/LAT DATA ANALYSIS

We have analysed the Pass 8 data gathered by the LAT since its launch in August 2008 until November 2015, seven years later. The reduction and analysis of the LAT products were performed using the 10-00-02 version of the *Fermi* Science Tools<sup>1</sup> with the Instrument Response Functions set P8R2\_SOURCE\_V6 (Atwood et al. 2013).

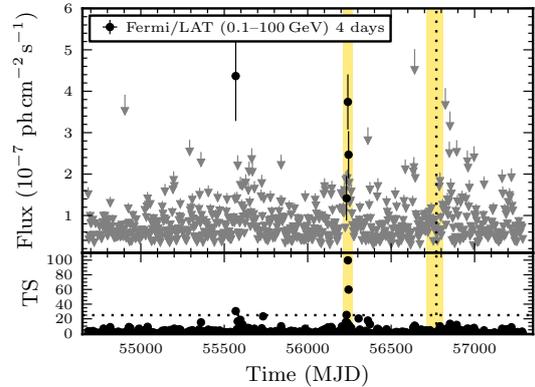
### 2.1 Analysis set-up

For the purpose of the  $\gamma$ -ray analysis, we have considered a  $15^\circ$  acceptance cone centred on DG CVn’s position (at RA = 202:94, Dec. = 29:28, J2000). LAT photons labelled as SOURCE (evclass=128) inside this region were selected in the energy range from 100 MeV to 100 GeV. Furthermore, as the  $\gamma$ -ray excess near DG CVn’s location appears to be soft (i.e., most of the photon energies are below few GeVs, see §3.2), we have also selected the events based on the quality of the PSF, choosing the 3 best partitions (PSF 1 to 3: evttype=56). To minimise the contamination by Earth limb photons,  $\gamma$ -ray events with reconstructed directions pointing above a  $90^\circ$  zenith angle have been excluded. Standard filters on the data quality were applied.

A binned maximum-likelihood spectral analysis was performed to constrain the high-energy emission of nearby point-like sources and diffuse sky components using the *NewMinuit* optimization algorithm implemented in *gtlike*. In the modelling<sup>2</sup> of the region of interest (RoI), we have included the standard templates for the Galactic and isotropic backgrounds<sup>3</sup> and the source spectral models listed in the 4-year *Fermi* catalogue (3FGL, Acero et al. 2015, 2016) within a  $25^\circ$  radius. Normalisations and spectral parameters of the sources lying within  $5^\circ$  from the RoI centre and displaying a Test Statistic (TS<sup>4</sup>) above 81 were left free to vary. Otherwise, the normalisations of sources considered as variable (i.e., with a variability index  $\geq 72.44$ , 3FGL) were left free if less than  $10^\circ$  from the centre of the RoI.

### 2.2 Lightcurve constructions

Lightcurves (LCs) were constructed using the source model derived from the binned maximum likelihood fit performed on the whole *Fermi*/LAT data set (§2.1). A power-law spectrum point-source model, for which the normalisation and photon index were left free to vary, was added at the position of DG CVn. We performed unbinned maximum likelihood fits on a succession of short time intervals. A 4-day bin LC



**Figure 1.** 4-day bins  $\gamma$ -ray LC at the position of DG CVn and associated TS values (upper-limit threshold of TS = 25 denoted by the horizontal dotted line). Yellow shades represent the time intervals for which more precise LCs were computed (Fig. 2 and 4), while the vertical dotted line marks the superflare occurrence.

was first built over the entire range of available observations to constrain periods when  $\gamma$ -ray emission can be detected at the localisation of DG CVn (Fig. 1). We computed 95 per cent upper-limits on the high-energy flux (gray arrows) when the TS was below 25 ( $\sim 5\sigma$ , Mattox et al. 1996) using the (semi-)Bayesian method of Helene (1991) as implemented in the *pyLikelihood* module provided with the Science Tools. Otherwise, integrated  $\gamma$ -ray fluxes along with  $1\sigma$  statistical error bars are provided. We estimate the systematic uncertainties to be around 10% in the 0.1–100 GeV energy range, mainly due to inaccuracies in the effective area characterization. Over periods of interest, we computed higher precision LCs on 1-day bins with the same upper-limit computation threshold.

### 2.3 Test Statistic maps and localisation

The spatial repartition of the high-energy  $\gamma$ -ray significance level was investigated by calculating TS maps in unbinned mode. The significance of an additional point source is evaluated at every position of the  $9^\circ \times 9^\circ$  map with a resolution of  $0.1^\circ$ , with the background source model fixed at the parameters obtained from the global binned analysis. The position of the  $\gamma$ -ray excess and the corresponding 68 per cent statistical confinement radius ( $r_{68\text{stat}}$ ) are determined using the tool *gtfindsrc*. We also report the 95 per cent confinement circle ( $r_{95\text{stat}}$ ) which is computed as  $1.6225 r_{68\text{stat}}$ . Following Acero et al. (2015), we also take into account systematic errors so that  $r_{68}$  and  $r_{95}$  are computed as  $r^2 = (1.05 r_{\text{stat}})^2 + 0.005^2$ .

## 3 RESULTS

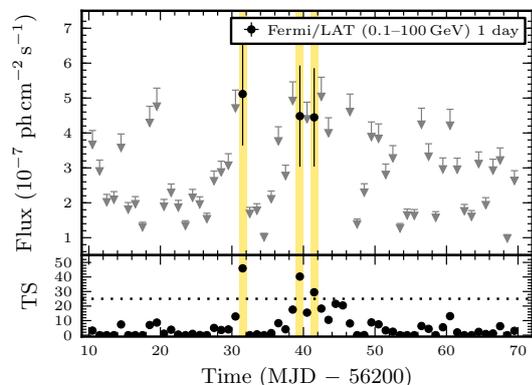
The binned likelihood analysis over the full available LAT data set (§2.1) easily converged as the RoI lies far away from the Galactic plane (at a latitude of  $b = +80.8^\circ$ ). The normalisation parameters of the diffuse components only diverged

<sup>1</sup> <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/>.

<sup>2</sup> Source models were built using the *make3FGLxml.py* tool by T. Johnson, <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/user/>.

<sup>3</sup> Namely *gll\_iem\_v06.fits* and *iso\_P8R2\_SOURCE\_V6\_v06.txt*, <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/>.

<sup>4</sup> TS =  $2\ln(\mathcal{L}_1/\mathcal{L}_0)$ ,  $\mathcal{L}_1$  and  $\mathcal{L}_0$  are the likelihood maxima with or without including the target source into the model.



**Figure 2.** One-day bin LC built over the 60-day interval from MJD 56210 to 56270 (1<sup>st</sup> yellow shaded period comprising the  $\gamma$ -ray excess in Fig. 1).

by less than 1% from the 3FGL catalogue values. The goodness of fit was checked by verifying the homogeneity of the residual counts and sigma maps, representing the quantities ‘model – data’ and ‘(model – data)/ $\sqrt{\text{model}}$ ’ respectively. Including the DG CVn source model does not seem essential for the fitting procedure as its derived TS value is  $\sim 20$ , just below 25 averaged over the seven years of analysed data.

Figure 1 shows the LC at the position of DG CVn built using 4-day time bins. Four data points exceed the TS threshold of 25, one around MJD 55570 (§3.1) and three around MJD 56240 (§3.2). There is no significant  $\gamma$ -ray emission associated with the X-ray/radio superflare of DG CVn on 2014 April 23 (MJD 56770.88) (§3.3). These points are examined in more details below.

### 3.1 January 2011 gamma-ray excess

The detection at MJD 55570, which reaches a TS value of  $\sim 30$ , is time-coincident with a flaring episode of the nearby blazar 3FGL J1332.8+2723 reported in the weekly *Fermi All-Sky Variability Analysis* between 2011 January 3 and 10 (FAVA, Ackermann et al. 2013). We found that due to the large PSF of the instrument some of its softest photons spilled over to the position of DG CVn, resulting in an artificial TS excess despite the  $1.9^\circ$  separation with the blazar.

### 3.2 November 2012 gamma-ray excess

Three measurements around MJD 56240 (2012 Nov 9) in Fig. 1 have TS values between 25 and 100. Again, the FAVA automatic analysis detected a significant transient event for three weeks (from 2012 Oct 29 to Nov 19) and attributed it, as the January 2011 flare, to the blazar 3FGL J1332.8+2723. As detailed below, we consider this association incorrect. We also note that this event is not included in the dataset used to build the 3FGL catalogue. Therefore there is no *Fermi*/LAT counterpart despite the large TS value.

We constructed a 1-day bin LC over 60 days starting from MJD 56210. The selected time-scale is represented by a yellow shaded vertical band in Fig. 1. The resulting LC shows the  $\gamma$ -ray flare evolved over several days (Fig. 2). The

addition of a point-source at the position of DG CVn is significant with a daily TS value up to 46. It starts on MJD 56231 with a peak flux of  $(5.1 \pm 1.5) \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and then quenches for a week before a re-brightening on MJD 56238 at a similar flux level.

To precisely locate the emission origin, we created residual TS maps (§2.3) for 20 individual days encompassing the flare around MJD 56240. To increase the sensitivity, we stacked together the data corresponding to the three days when DG CVn’s model addition yields a TS peak above 25 (i.e., 2012 Oct 31, Nov 8, 10, all yellow-shaded in Fig. 2). An unbinned likelihood analysis was then performed along with a residual TS map computation (see Fig. 3). The TS map shows that a source is detected with a highly-significant TS of 116 at a best fit position of RA =  $202^\circ 83$ , Dec. =  $29^\circ 41$ , with containment radii  $r_{68} = 0^\circ 16$  and  $r_{95} = 0^\circ 26$ . The source spectrum is a power-law photon index of  $2.37 \pm 0.18$  for a mean  $\gamma$ -ray flux of  $(4.6 \pm 0.8) \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

The location of the source clearly excludes an association with the blazar 3FGL J1332.8+2723 ( $2^\circ$  away from the best-fit position, Fig. 3). It is also distinct from the closest known sources (namely 3FGL J1326.1+2931 and 3FGL J1330.5+3023, a.k.a. 3C 286), although we note that, because a significant portion of the flare photons encroaches upon these objects, a  $\gamma$ -ray excess around MJD 56240 is visible in their public 30-day LCs<sup>5</sup>. However, an association with DG CVn remains possible since the binary is  $0^\circ 17$  away from the best-fit position, just outside the 68% confidence region (Fig. 3).

### 3.3 April 2014 superflare counterpart

We constructed the LC of DG CVn on 1-day bins, starting 70 days prior to the X-ray/radio superflare occurrence (MJD 56770.88) and ending 30 days after to cover possible delays (Fig. 4). The most significant measurement occurs twenty days after the X-ray flaring episode and has a TS value around 12 with a statistical fluctuation probability  $\sim 22\%$  (assuming 100 independent trials). This measurement corresponds to an upper limit on the  $\gamma$ -ray flux of  $5.7 \times 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . We conclude that there is no significant  $\gamma$ -ray emission at the location of DG CVn in April 2014.

## 4 DISCUSSION

We did not find evidence for  $\gamma$ -ray emission from DG CVn during its superflare in April 2014, but we detected significant flaring emission in November 2012 from a direction compatible with the location of DG CVn. We now discuss the possible origin of this emission.

### 4.1 Association with DG CVn?

One possible interpretation of the flaring episode around MJD 56240 is a series of stellar eruptions associated with

<sup>5</sup> Aperture photometry LCs of 3FGL sources with 30 day time resolution are weekly updated and available on the *Fermi* Science Support Center (<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc>).

4 *A. Loh, S. Corbel & G. Dubus*

DG CVn, each of them lasting for less than a day. On the one hand, active stars are not known to produce such high-energy and long-lasting outbursts, and no concurrent flaring has been reported at any other wavelength. On the other hand, the April 2014 superflare (Drake et al. 2014) as well as the radio emission (Fender et al. 2015) were not expected. A major outburst might have happened and remained unnoticed by a lack of coincident monitoring.

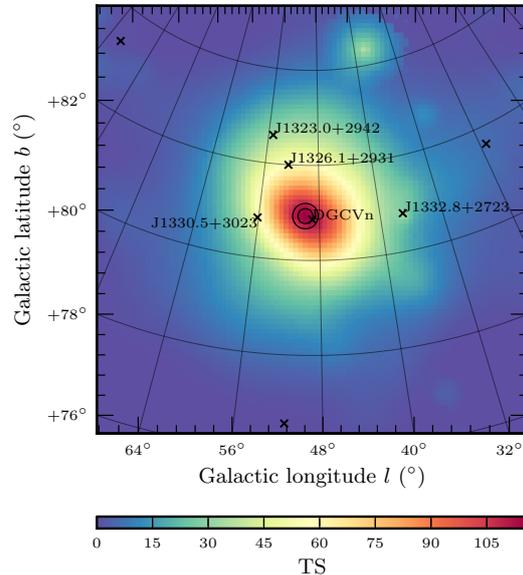
Due to the proximity of our Sun, the LAT is able to detect solar flares above tens of MeV (see for e.g. Ajello et al. 2014; Ackermann et al. 2014, for a list of several detected flares and a study of long lasting emissions). The impulsive/prompt phase is easier to detect at high-energy (with a transient event lasting for a few minutes to less than an hour, Omodei et al. 2011) because of the increased flux level, but sometimes the emission can extend to several hours, as presented in Tanaka et al. (2012). The solar flare with the highest  $\gamma$ -ray flux in the LAT reached  $\sim 4 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for a typical X-ray flux (X class) of  $\sim 0.1 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Ackermann et al. 2014). The November 2012 flare reached a  $>100 \text{ MeV}$  luminosity of  $\sim 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  (at 18 pc). Assuming the same flux ratio as this solar flare, any accompanying X-ray flare would have been spectacular and unlikely to be missed by all-sky monitors. Inversely, the predicted  $\gamma$ -ray flux is orders of magnitude too small ( $\sim 10^{-10} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) to be detectable when scaling to the peak X-ray flux of  $\sim 3 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  observed during the April 2014 flare of DG CVn (corresponding to an X-ray luminosity  $\sim 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ , Fender et al. 2015). If the November 2012 excess is associated with flaring activity in DG CVn then the mechanism is entirely different from that at work in solar flares, with extremely efficient conversion of flare energy into  $\gamma$ -ray emission.

Such a mechanism is all the more unlikely that we have also looked for similar high-energy flaring behaviour among a selection of active binary stars, all classified as RSCVn or Algol variables (namely EV Lac, UX Ari, HR 1099, Algol, II Peg, HR 5110, V374 Peg, GJ 2036A, V857 Cen, GL Vir, HU Del, GJ 3225, GJ 3153, G 180–11 and EQ Peg). They were chosen based on their proximity (the farthest one lies at 50 pc), their remoteness from the Galactic plane ( $|b| > 13^\circ$ ) and rapid rotation as a proxy for chromospheric activity ( $v \sin i$  above tens of  $\text{km s}^{-1}$ ). No evidence for  $\gamma$ -ray flares was found over seven years of the *Fermi* mission.

We conclude, based on the multi-wavelength picture, flare energetics, and lack of comparable behaviour in other systems, that the November 2012  $\gamma$ -ray flare is very unlikely to be associated with DG CVn.

#### 4.2 AGN flaring event

The November 2012 flare may have been caused by a background active galactic nucleus (AGN). AGNs make up more than 71% of high-latitude ( $|b| > 10^\circ$ ) *Fermi*/LAT sources (Ackermann et al. 2015). Among them, 98% are blazars (either Flat Spectrum Radio Quasars FSRQs or BL Lacertae objects). Blazar LCs are known for their variability on a wide range of time-scales, with the strong flaring interpreted as internal shocks and/or sporadic changes in the physical conditions of the relativistic jet. For instance, the blazar 3C 279 underwent multiple distinct flares in 2013–2014 observed in  $\gamma$  rays (Hayashida et al. 2015) with significant variability



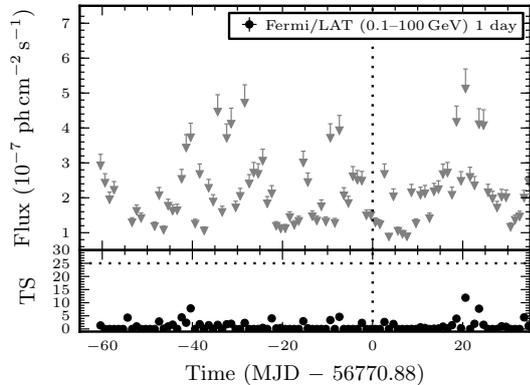
**Figure 3.**  $8^\circ \times 8^\circ$  residual TS map ( $0^\circ:1 \text{ pixel}^{-1}$ ) computed on the time interval highlighted in Fig. 2. 68 and 95 confidence radii on the best-fit position are overplotted.

observed over a few hours. The derived power-law photon indices range from  $1.71 \pm 0.10$  to  $2.36 \pm 0.13$ . The properties of the transient excess we found (§3.2) could be compatible with these characteristics, although we caution that our uncertainties prevent any clear classification.

The probability to find a  $\gamma$ -ray AGN in the vicinity of DG CVn depends on their  $\text{Log } N - \text{Log } S$  distribution. As a rough estimate, we note that the integrated TS reaches  $\sim 20$  (§3) so that the flaring source is close to being included in the *Fermi*/LAT catalogue. Assuming that the 3FGL catalogue is complete at latitudes  $|b| > 10^\circ$  and that the 2193 sources that are listed at such latitudes are AGNs, we expect  $1.4 \times 10^{-2}$  background blazar within the  $0.21 \text{ deg}^2$  solid angle corresponding to the  $2\sigma$  confidence region. This is small but not statistically implausible.

We have searched for AGNs counterparts within the *Veron Catalogue of Quasars & AGN, 13<sup>th</sup> Edition* (Véron-Cetty & Véron 2010), the *5<sup>th</sup> Edition of the Roma BZ-CAT Multi-frequency Catalogue of Blazars* (Massaro et al. 2009), the *WISE Blazar-like Radio-Loud Source (WIBRaLS) catalogue* (D’Abrusco et al. 2014) and the *CRATES Flat-Spectrum Radio Source Catalogue* (Healey et al. 2007). None of the few matches in the Veron catalogue correspond to X-ray sources in the *3XMM-DR5* catalogue (Rosen et al. 2016) or to radio sources in the *FIRST* survey catalogue (Helfand et al. 2015). Hence, there is no obvious candidate counterpart amongst catalogued AGNs.

We then searched for radio counterparts in the error circle of the  $\gamma$ -ray source to identify possible blazar candidates. The *FIRST* survey returns 19 sources, five of which having 1.4 GHz fluxes above 10 mJy. Where available, we investigated their radio spectrum using *SPECFIND* (Vollmer et al. 2010). Most sources are faint and lack multi-frequency observations but one source, FIRST J133101.8+293216, has a radio spectrum indicative of a blazar, with a spectral in-



**Figure 4.** One-day bin LC built over the 100 days interval (2<sup>nd</sup> yellow shaded period in Fig. 1 encompassing the X-ray superflare (the time reference is set to the *Swift* trigger date: 2014 Apr 23).

dex  $\alpha \gtrsim -0.5$  (defined as  $F_\nu \sim \nu^\alpha$ ). Indeed, the source is selected in the sample of FSRQs assembled by Muñoz et al. (2003). The source has a flux density of  $136 \pm 27$  mJy at 325 MHz,  $43.8 \pm 8.8$  mJy (FIRST) or  $35.2 \pm 7.0$  mJy (NVSS) at 1.4 GHz,  $24.6 \pm 4.9$  mJy at 4.85 GHz. This radio source has a matching *SDSS* source (SDSS J133101.83+293216.5 in DR12 with a photometric redshift  $z = 0.48$ , Alam et al. 2015) and a matching source in the *AllWISE* catalog (WISE J133101.82+293216.3, Cutri & et al. 2014). The IR colours are close to those of the *Fermi*-detected FSRQ PMN J2023–1140 (D’Abrusco et al. 2012). There is no constraining information on an X-ray counterpart to the radio source. Given the currently available multiwavelength data, this radio source situated  $0^\circ.14$  away from the *Fermi*/LAT localisation, within the 68% confidence region, is the best candidate counterpart to the November 2012  $\gamma$ -ray flare.

## 5 CONCLUSION

Motivated by the energetic stellar flare detected in radio and X-rays from DG CVn, we have searched for  $\gamma$ -ray emission at the location of this system over seven years of *Fermi*/LAT operations. There is no  $\gamma$ -ray emission associated with the April 2014 superflare of DG CVn.  $\gamma$ -ray emission is detected in January 2011 but is attributed to a nearby flaring blazar, 3FGL J1332.8+2723. Flaring emission is also detected in November 2012 with a location consistent with that of DG CVn. However, the lack of reported simultaneous flaring at other wavelengths from DG CVn, together with general considerations on the energetics of stellar flares, make it unlikely that this  $\gamma$ -ray emission originated from this system. Inspection of catalogues reveals a more mundane explanation for the November 2012 flare in the form of a plausible blazar candidate within the  $\gamma$ -ray error circle. Additional observations in radio, optical and X-rays and/or of additional  $\gamma$ -ray activity will be required to establish the spectrum, variability and redshift of this source and secure its identification as a blazar.

## ACKNOWLEDGMENTS

AL and SC acknowledge funding support from the French Research National Agency: CHAOS project ANR-12-BS05-0009 and the UnivEarthS Labex program of Sorbonne Paris Cité (ANR-10-LABX-0023 and ANR-11-IDEX-0005-02). GD thanks X. Delfosse for useful discussions concerning DG CVn. This research has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France. The original description of the VizieR service was published in A&AS 143, 23. The *Fermi*-LAT Collaboration acknowledges support for LAT development, operation and data analysis from NASA and DOE (United States), CEA/Irfu and IN2P3/CNRS (France), ASI and INFN (Italy), MEXT, KEK, and JAXA (Japan), and the K.A. Wallenberg Foundation, the Swedish Research Council and the National Space Board (Sweden). Science analysis support in the operations phase from INAF (Italy) and CNES (France) is also gratefully acknowledged.

## REFERENCES

- Abdo A. A., et al., 2010, *Science*, **329**, 817  
Acero F., et al., 2015, *ApJS*, **218**, 23  
Acero F., et al., 2016, *ApJS*, **223**, 26  
Ackermann M., et al., 2013, *ApJ*, **771**, 57  
Ackermann M., et al., 2014, *ApJ*, **787**, 15  
Ackermann M., et al., 2015, *ApJ*, **810**, 14  
Ajello M., et al., 2014, *ApJ*, **789**, 20  
Alam S., et al., 2015, *ApJS*, **219**, 12  
Atwood W. B., et al., 2009, *ApJ*, **697**, 1071  
Atwood W., et al., 2013, preprint, ([arXiv:1303.3514](https://arxiv.org/abs/1303.3514))  
Beuzit J.-L., et al., 2004, *A&A*, **425**, 997  
Bower G. C., Bolatto A., Ford E. B., Kalas P., 2009, *ApJ*, **701**, 1922  
Caballero-García M. D., et al., 2015, *MNRAS*, **452**, 4195  
Cutri R. M., et al. 2014, VizieR Online Data Catalog, **2328**  
D’Abrusco R., Massaro F., Ajello M., Grindlay J. E., Smith H. A., Tosti G., 2012, *ApJ*, **748**, 68  
D’Abrusco R., Massaro F., Paggi A., Smith H. A., Masetti N., Landoni M., Tosti G., 2014, *ApJS*, **215**, 14  
Delfosse X., Forveille T., Perrier C., Mayor M., 1998, *A&A*, **331**, 581  
Drake S., Osten R., Page K. L., Kennea J. A., Oates S. R., Krimm H., Gehrels N., 2014, The Astronomer’s Telegram, **6121**  
Fender R. P., Bell M. E., 2011, Bulletin of the Astronomical Society of India, **39**, 315  
Fender R. P., Anderson G. E., Osten R., Staley T., Rumsey C., Grainge K., Saunders R. D. E., 2015, *MNRAS*, **446**, L66  
Fermi LAT Collaboration et al., 2009, *Science*, **326**, 1512  
Gehrels N., Cannizzo J. K., 2015, *Journal of High Energy Astrophysics*, **7**, 2  
Hayashida M., et al., 2015, *ApJ*, **807**, 79  
Healey S. E., Romani R. W., Taylor G. B., Sadler E. M., Ricci R., Murphy T., Ulvestad J. S., Winn J. N., 2007, *ApJS*, **171**, 61  
Helene O., 1991, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **300**, 132  
Helfand D. J., White R. L., Becker R. H., 2015, *ApJ*, **801**, 26  
Mason B. D., Wycoff G. L., Hartkopf W. I., Douglass G. G., Worley C. E., 2001, *AJ*, **122**, 3466  
Massaro E., Giommi P., Leto C., Marchegiani P., Maselli A., Perri M., Piranomonte S., Sclavi S., 2009, *A&A*, **495**, 691  
Mattox J. R., et al., 1996, *ApJ*, **461**, 396  
Mohanty S., Basri G., 2003, *ApJ*, **583**, 451  
Muñoz J. A., Falco E. E., Kochanek C. S., Lehár J., Mediavilla E., 2003, *ApJ*, **594**, 684

6 *A. Loh, S. Corbel & G. Dubus*

- Neupert W. M., 1968, *ApJ*, **153**, L59  
Omodei N., Vianello G., Pesce-Rollins M., Allafort A., Gruber D., 2011, *The Astronomer's Telegram*, **3552**  
Osten R. A., et al., 2016, preprint, ([arXiv:1609.04674](https://arxiv.org/abs/1609.04674))  
Rau A., et al., 2009, *PASP*, **121**, 1334  
Riedel A. R., et al., 2014, *AJ*, **147**, 85  
Rosen S. R., et al., 2016, *VizieR Online Data Catalog*, **9046**  
Tanaka Y. T., Omodei N., Giglietto N., Takahashi H., Thompson D. J., Ciprini S., Den Hartog P. R., 2012, *The Astronomer's Telegram*, **3886**  
Véron-Cetty M.-P., Véron P., 2010, *A&A*, **518**, A10  
Vollmer B., et al., 2010, *A&A*, **511**, A53

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.

**A.3** Low luminosity outburst of the accreting black hole  
GRS 1739–278

Publication en cours de soumission (Loh et al., in prep. b), voir chapitre 12.



**A.4** GRS 1739–278 observed at very low luminosity with  
*XMM-Newton* and *NuSTAR*

Publication parue dans la revue *The Astrophysical Journal* (Fuerst et al. 2016).



**A.5** Characterizing X-ray and radio emission in the black hole X-ray binary V404 Cygni during quiescence

Publication parue dans la revue *The Astrophysical Journal* (Rana et al., 2016).





CHARACTERIZING X-RAY AND RADIO EMISSION IN THE BLACK HOLE X-RAY BINARY  
V404 CYGNI DURING QUIESCENCE

VIKRAM RANA<sup>1</sup>, ALAN LOH<sup>2</sup>, STEPHANE CORBEL<sup>2,3</sup>, JOHN A. TOMSICK<sup>4</sup>, DEEPTO CHAKRABARTY<sup>5</sup>, DOMINIC J. WALTON<sup>1</sup>,  
DIDIER BARRET<sup>6</sup>, STEVEN E. BOGGS<sup>4</sup>, FINN E. CHRISTENSEN<sup>7</sup>, WILLIAM CRAIG<sup>4,8</sup>, FELIX FUERST<sup>1</sup>, POSHAK GANDHI<sup>9</sup>,  
BRIAN W. GREFFENSTETTE<sup>1</sup>, CHARLES HAILEY<sup>10</sup>, FIONA A. HARRISON<sup>1</sup>, KRISTIN K. MADSEN<sup>1</sup>, FARID RAHOUI<sup>11,12</sup>, DANIEL STERN<sup>13</sup>,  
SHRIHARSH TENDULKAR<sup>1</sup>, AND WILLIAM W. ZHANG<sup>14</sup>

<sup>1</sup> Cahill Center for Astronomy and Astrophysics, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

<sup>2</sup> Laboratoire AIM (CEA/IRFU—CNRS/INSU—Université Paris Diderot), CEA DSM/IRFU/SAP, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>3</sup> Station de Radioastronomie de Nançay, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Univ. Orléans, OSUC, F-18330 Nançay, France

<sup>4</sup> Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, CA 94720-7450, USA

<sup>5</sup> MIT Kavli Institute for Astrophysics and Space Research, MIT, Cambridge, MA 02139, USA

<sup>6</sup> Université de Toulouse; UPS-OMP; IRAP; Toulouse, France

<sup>7</sup> DTU Space, National Space Institute, Technical University of Denmark, DK-2800 Lyngby, Denmark

<sup>8</sup> Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, USA

<sup>9</sup> Department of Physics, Durham University, Durham, DH1 3LE, UK

<sup>10</sup> Columbia Astrophysics Laboratory, Columbia University, New York, NY 10027, USA

<sup>11</sup> European Southern Observatory, Karl Schwarzschild-Strasse 2, D-85748 Garching bei Munchen, Germany

<sup>12</sup> Department of Astronomy, Harvard University, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

<sup>13</sup> Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91109, USA

<sup>14</sup> NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

Received 2015 July 14; accepted 2016 February 10; published 2016 April 19

ABSTRACT

We present results from multi-wavelength simultaneous X-ray and radio observations of the black hole X-ray binary V404 Cyg in quiescence. Our coverage with *NuSTAR* provides the very first opportunity to study the X-ray spectrum of V404 Cyg at energies above 10 keV. The unabsorbed broadband (0.3–30 keV) quiescent luminosity of the source is  $8.9 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  for a distance of 2.4 kpc. The source shows clear variability on short timescales (an hour to a couple of hours) in the radio, soft X-ray, and hard X-ray bands in the form of multiple flares. The broadband X-ray spectra obtained from *XMM-Newton* and *NuSTAR* can be characterized with a power-law model having a photon index of  $\Gamma = 2.12 \pm 0.07$  (90% confidence errors); however, residuals at high energies indicate spectral curvature significant at a  $3\sigma$  confidence level with the e-folding energy of the cutoff as  $20^{+20}_{-7}$  keV. Such curvature can be explained using synchrotron emission from the base of a jet outflow. Radio observations using the VLA reveal that the spectral index evolves on very fast timescales (as short as 10 minutes), switching between optically thick and thin synchrotron emission, possibly due to instabilities in the compact jet or stochastic instabilities in the accretion rate. We explore different scenarios to explain this very fast variability.

*Key words:* accretion, accretion disks – stars: black holes – stars: individual (V404 Cyg) – X-rays: binaries

1. INTRODUCTION

Low-mass X-ray binaries (LMXBs) are systems containing a compact object, either a black hole (BH) or a neutron star (NS), accreting material from a low-mass (less than a solar mass), late-type companion star. These systems often show transient behavior with long intervals (years to decades) of low-luminosity emission (namely the quiescent state) between bright outburst states, lasting from weeks to months. X-ray luminosities can typically have values in the range of  $10^{31-33} \text{ erg s}^{-1}$  during quiescence, dramatically increasing by several orders of magnitude during outbursts. A disk instability model, originally proposed to explain dwarf nova outbursts, can broadly explain outbursts in LMXBs (Cannizzo 1993; Lasota 2000). Several models have been proposed to explain the origin of the quiescent X-ray emission in these systems. During the low-luminosity phase, the accretion rate from the companion drops below a critical value, resulting in drastic structural changes in the accretion disk. The inner part of the disk can evaporate, forming an advection-dominated accretion flow (ADAF; Narayan & Yi 1994) that is radiatively inefficient. Another possibility invokes a jet-dominated phase where a significant amount of energy is released in an outflow instead of in an ADAF (Fender et al. 2003). Yuan et al. (2005)

suggested another interesting possibility of a hybrid of jet and ADAF models to explain the spectral and timing characteristics of XTE J1118+480. Blandford & Begelman (1999) proposed a modified version of ADAF in which powerful winds carry away mass, angular momentum, and energy from the accreting gas. Typically, it has been presumed that accretion onto a quiescent BH happens via some kind of radiatively inefficient accretion flow (RIAF) where X-rays are emitted via a population of hot electrons. However, it is still not clear if the quiescent BH always produces steady collimated jets. Owing to the quiescent nature of these BH systems, it is difficult to obtain good quality multi-wavelength data, with V404 Cyg being one of the few sources with a high-quality broadband spectral energy distribution (SED) in the quiescent state.

V404 Cyg has been used as a primary test bed for many of the above models owing to its close proximity and high luminosity during quiescence (Narayan 1996; Narayan et al. 1997). X-ray emission was discovered from V404 Cyg during its outburst in 1989 by the *Ginga* X-ray satellite (Makino 1989). Before that, it had undergone two outbursts, in 1938 and 1956, which were only seen in the optical due to the lack of space instruments. Recently, the source has been

**Table 1**  
X-Ray Observation Log for V404 Cyg

Observatory	ObsID	Start Time UTC	Stop Time UTC	Exposure (ks)
<i>NuSTAR</i> (Epoch 1)	30001010002	2013 Oct 13 12:06:07	2013 Oct 14 21:46:07	61.4
<i>NuSTAR</i> (Epoch 2)	30001010003	2013 Oct 14 21:46:07	2013 Oct 16 23:16:07	90.9
<i>NuSTAR</i> (Epoch 3)	30001010005	2013 Dec 02 17:36:07	2013 Dec 03 06:21:07	24.9
<i>XMM-Newton</i>	0723310201	2013 Oct 13 18:23:24	2013 Oct 14 07:38:02	52.6

observed in outburst for a fourth time when it was detected by the *Swift* Burst Alert Telescope (BAT) on 2015 June 15 (Barthelmy et al. 2015). Following the *Swift* BAT trigger, the source has been extensively monitored at multi-wavelengths including optical, radio, UV, and X-rays (see, e.g., Gandhi et al. 2015; Gazeas et al. 2015; Kuulkers 2015, and several other related ATels.). V404 Cyg is believed to contain a  $K0(\pm 1)$  III–V secondary star orbiting around a  $\sim 10 M_{\odot}$  BH (Shahbaz et al. 1996) with an orbital period of 6.47 days. More recently, Khargharia et al. (2010) estimated a slightly lower value of  $9^{+0.2}_{-0.6} M_{\odot}$  for the BH using near-infrared spectroscopy. At a distance of  $2.39 \pm 0.14$  kpc, obtained using parallax measurement (Miller-Jones et al. 2009), V404 Cyg contains the most luminous quiescent BH, brighter by about two orders of magnitude (Garcia et al. 2001). Typically, V404 Cyg is known to vary in X-rays by a factor of 2–10 on timescales of a few hours in quiescence (Wagner et al. 1994; Kong et al. 2002; Bernardini & Cackett 2014). However, Hynes et al. (2004) reported X-ray flux variation with unusually large amplitude (a factor of  $\gtrsim 20$  in 60 ks). The X-ray variations are well correlated with that observed in the optical  $H_{\alpha}$  line, suggesting that the optical variations are powered by X-ray irradiation. Strong variability has also been reported at radio wavelengths, represented as large flares and dips (Hynes et al. 2009) with no clear correlations between X-ray and radio emission levels.

In this paper, we present results from our recent X-ray and radio observations of V404 Cyg in the quiescent state. The next section describes the observations and data analysis for *XMM-Newton*, *NuSTAR*, and the VLA. Sections 3 and 4 present results from timing and spectral analyses. We discuss our results in Section 5 and summarize them in Section 6.

## 2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

We observed V404 Cyg with *XMM-Newton*, the *Nuclear Spectroscopic Telescope Array* (*NuSTAR*), and the Very Large Array (VLA) as part of a multi-wavelength campaign to study its broadband properties in quiescence. *NuSTAR* (Harrison et al. 2013) has two coaligned hard X-ray optics modules with corresponding focal planes, referred to as FPMA and FPMB, that cover a 3–79 keV energy range. *XMM-Newton* employs X-ray optics with pn and MOS CCD detectors that cover a 0.3–10 keV energy range. The VLA provides coverage in the radio part of the electromagnetic spectrum in 4.74–7.96 GHz. V404 Cyg was observed simultaneously with *NuSTAR* and *XMM-Newton* on 2013 October 13–14 for about 150 ks and 52 ks, respectively. According to our original observation strategy, the VLA observations were supposed to be simultaneous with the *XMM-Newton* and first *NuSTAR* observations. However, radio observations were canceled due to a VLA shutdown. Therefore, we obtained additional simultaneous X-ray and radio data with *NuSTAR* and the VLA on 2013

December 2 with about 25 ks exposure for *NuSTAR*. The details of the X-ray observations are listed in Table 1.

### 2.1. XMM-Newton

We obtained a 52.6 ks observation of V404 Cyg with *XMM-Newton* (ObsID 0723310201) on 2013 October 13–14, covering part of the first *NuSTAR* observation (see Table 1). We used the Scientific Analysis System (SAS) v13.0.1 software package to reduce the data from the pn, MOS1, and MOS2 instruments, which were all operated in full frame mode with the medium blocking filter. The 10–12 keV light curve from the full pn detector shows that proton flares occurred at the beginning and the end of the observation, and we filtered out the time when the 10–12 keV pn count rate was greater than  $1 \text{ c s}^{-1}$ , leaving a net exposure time of 31.5 ks for pn and 34.9 ks for each of the MOS units. The part of the observation used to make energy spectra started at 2013 October 13, 20.2 hr UT and ended at 2013 October 14, 6.0 hr UT.

We produced event files using `epproc` and `emproc`, and then applied the standard event filtering. For pn, this means keeping events with the “FLAG” parameter set to zero, the “PATTERN” parameter less than or equal to 4, and applying the `#XMMEA_EP` data selection. For the MOS units, the filtering criterion is a “PATTERN” parameter less than or equal to 12 along with applying the `#XMMEA_EM` data selection. The pn and MOS images clearly show the presence of a point source at the known location of V404 Cyg, which is the brightest source in the field.

We extracted a 0.5–10 keV pn light curve, a 0.5–10 keV pn spectrum and 0.3–10 keV MOS spectra using a circular extraction region centered on V404 Cyg with a radius of 720 pixels (0.6 arcmin). We used nearby source-free rectangular regions to estimate and subtract the contribution from background. We rebinned the pn spectrum to have at least 100 counts per bin and the MOS spectra to have at least 50 counts per bin. We produced pn and MOS response matrices with `rmfgen` and `arfgen`. The average count rates for pn, MOS1, and MOS2 are  $0.105 \pm 0.002 \text{ c s}^{-1}$ ,  $0.036 \pm 0.001 \text{ c s}^{-1}$ , and  $0.035 \pm 0.001 \text{ c s}^{-1}$ , respectively.

### 2.2. NuSTAR

We reduced the *NuSTAR* data using the *NuSTAR* Data Analysis Software (NuSTARDAS v1.4.1) available as part of HEASOFT v6.16 and the latest CALDB files. The *NuSTAR* observations were taken during intervals of normal Solar activity, and we used standard filtering to remove periods of high background during South Atlantic Anomaly (SAA) passages and Earth occultation. We created cleaned, calibrated event files using the `NUPIPELINE` script with standard settings. The source spectra and light curves were extracted using a  $50''$  radius circular region around the source. For background estimation on FPMA, we used the `nuskybgd` tool

that accurately generates the background by properly taking into account the non-uniformity of background across the focal plane (see Wik et al. 2014 for details).

FPMB, on the other hand, showed the presence of faint stray light leaking into the field of view from a nearby source during epochs 1 and 2. The *nuskybgd* tool does not account for stray light; thus, we did not use it for FPMB. Fortunately, for epoch 1, the source fell on a favorable position and we were able to remove stray light contamination by carefully selecting the background from a  $100''$  radius circular region and subtracting it from the source. However, for epoch 2 the source was right on the edge of the stray light pattern, making it difficult to remove the contamination. Therefore, to safely avoid any contamination issue, we did not use epoch 2 FPMB data for any further analysis. FPMB epoch 3 data and all FPMA data are clean and free from any stray light issue and we use them for detailed scientific analysis.

### 2.3. VLA

V404 Cyg was observed with the upgraded Jansky VLA (Perley et al. 2011, project 13B–016, PI: S. Corbel) on 2013 December 2 for a total time on source of  $\sim 9$  hr. The array was in the B-configuration and the observations were performed in the C band (4.74–7.96 GHz) with two 1024 MHz basebands centered at 5.25 and 7.45 GHz, with eight spectral windows of  $64 \times 2$  MHz channels for each baseband.

The quasar 3C286 (J1331+3030) was used for the bandpass calibration and to set the amplitude scale. We used the very nearby compact source J2025+3343 ( $0^\circ 28'$  away from V404 Cyg) to calibrate the antenna amplitude and phase gains. We performed a cycle of 10 minutes on V404 Cyg and 36 seconds on the phase-referenced secondary calibrator. Two additional three minute scans were allocated on the non-polarized compact source J2355+4950 to calibrate the polarization leakages. Flagging, calibration, and imaging of the data followed standard procedures and were carried out within the Common Astronomy Software Application (CASA, version 4.1.0) package (McMullin et al. 2007).

We set the primary calibrator 3C286 flux scales using the task *setjy* and the physical properties measured by Perley & Butler (2013). The routines *bandpass* and *gaincal* were used to solve for the complex bandpass, the amplitude, and the phase gains. Stokes parameter values of the linearly polarized calibrator 3C286 were assigned with *setjy* due to its fractional linear polarization and its polarization position angle listed in Perley & Butler (2013). We derived calibration solutions for the leakage terms using J2355+4950. The flux densities of the secondary calibrators were bootstrapped using the task *fluxscale*, based on the absolute calibration of 3C286. Finally, we applied the calibration to V404 Cyg, linearly interpolating the gain solutions from the secondary calibrator J2025+3343, assuming that the two sources are close enough so that the gains are slowly varying between the two nearby field of views.

We imaged V404 Cyg in all Stokes parameters using the Cotton-Schwab CLEAN algorithm for the deconvolution. Calibrated measurements were split into four distinct 512 MHz bands in order to characterize the spectral evolution of V404 Cyg over the bandpass. We made  $480 \times 480$  pixel<sup>2</sup> images with  $0''.15$  pixel width. At 7.94 GHz the maximum baseline is  $\sim 270$  k $\lambda$ , corresponding to an angular scale of  $\sim 0''.76$ . We used the multi-frequency synthesis method with the

Briggs' weighting robust parameter set to 0.5 for all *I* images in order to achieve the best compromise between angular resolution and signal-to-noise ratio (S/N). However, the *U* and *Q* images were deconvolved with natural weighting to maximize the S/N. V404 Cyg is consistent with a point source in all images, so the flux densities were measured by fitting a point source in the image plane, and we add a 1% systematic error as usual for the VLA in this frequency range.

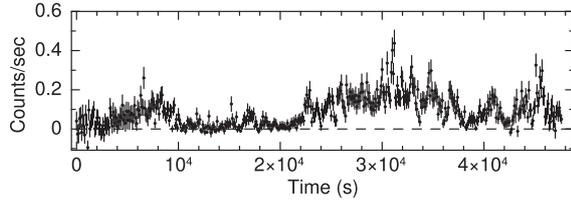
### 2.4. Radio Flux and Polarization Measurement

V404 Cyg is detected with a mean flux density of  $300 \pm 2 \mu\text{Jy}$  (Stokes *I* over the full bandwidth), in good agreement with previous studies conducted during the quiescent state (e.g., Gallo et al. 2005; Miller-Jones et al. 2008; Hynes et al. 2009). The source is unresolved with a beamsize of  $0.81 \times 0.79$  arcsec<sup>2</sup> at 7.7 GHz, consistent with previous high spatial resolution studies (Miller-Jones et al. 2008).

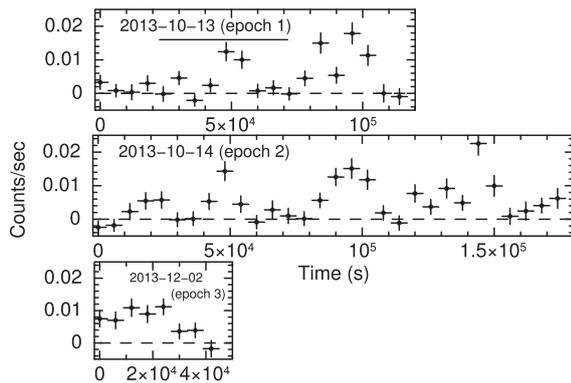
No significant polarized emission is detected at the location of V404 Cyg, as no point source can be fitted on the images in the Stokes *U*, *Q*, and *V* parameters. By extracting the flux from a reduced number of channels, we avoided smearing out of any polarized signal over a large frequency bandwidth due to Faraday rotation of the linear polarization vector. Therefore, we computed the upper limit on its polarized emission by taking into account the rms of the corresponding images, i.e., 1.51, 1.48, and  $1.47 \mu\text{Jy}$  for Stokes parameters *Q*, *U*, and *V*, respectively. The linear polarization, defined as  $\text{LP} = \sqrt{Q^2 + U^2}$ , can then be constrained not to exceed  $\text{LP} \leq 6.33 \mu\text{Jy}$  at a  $3\sigma$  confidence level. Regarding the fractional polarization  $\text{FP} = 100\text{LP}/I$ , an upper limit of 2.11% can be inferred. Similar amplitude measurements have been obtained for BH candidates in brighter hard states (e.g., GX 339-4; Corbel et al. 2000); however, it is close to the detection limit.

## 3. TIMING ANALYSIS

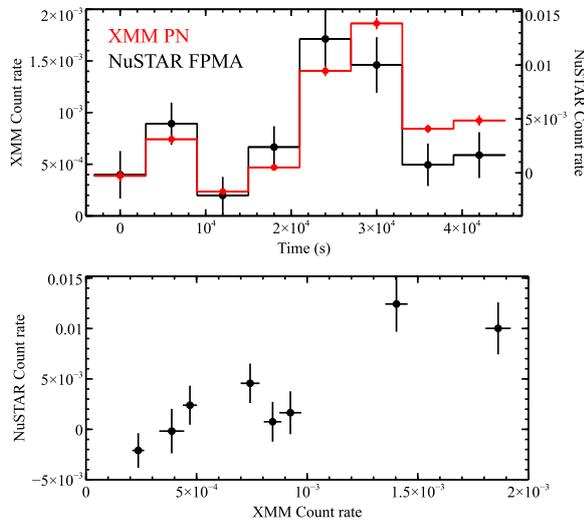
Figure 1 shows the background-subtracted X-ray light curve of V404 Cyg in the 0.5–10 keV energy band from *XMM-Newton* pn with 100 s time binning. The light curve clearly shows significant variability due to flaring activity from the source. The count rate shows variability by a factor of 4–5 during the *XMM-Newton* observation on a timescale of a few hours. Figure 2 shows hard X-ray light curves in the 3–25 keV energy band from *NuSTAR* FPMA module. The three panels correspond to the three epochs of *NuSTAR* observations, with a solid horizontal line in the top panel indicating the interval corresponding to the *XMM-Newton* observation. *NuSTAR* light curves are binned to 6000 s, approximately corresponding to an orbit of *NuSTAR*. The source clearly shows significant variability in the hard X-ray band, with a timescale to *XMM-Newton*. This suggests that the flaring behavior continues in the hard X-ray band as well. During the epoch 3 snapshot observation with *NuSTAR*, the source was caught mainly in a flaring state, suggesting that it was showing persistent flaring behavior during the entire span of these observations. The three epochs of *NuSTAR* observations caught about six to seven small flares from this source. Figure 3 shows X-ray light curves from the overlapping sections of the *XMM-Newton* and *NuSTAR* epoch 1 observations (top panel) to facilitate a direct comparison between the soft X-ray (0.5–10 keV) and hard



**Figure 1.** *XMM-Newton* pn light curve of V404 Cyg in the 0.5–10 keV energy band with 100 s time binning.

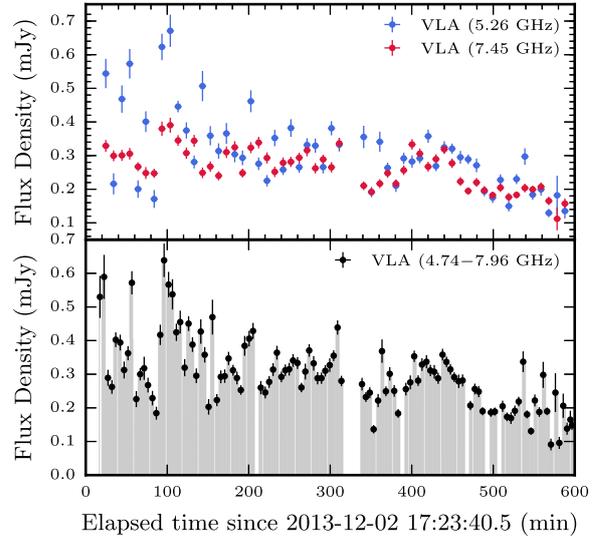


**Figure 2.** *NuSTAR* FPMA light curves for three epochs of observations in the 3–25 keV energy band with 6000 s time binning. The solid horizontal line in the top panel indicates the time of the *XMM-Newton* observation.



**Figure 3.** *XMM-Newton* and *NuSTAR* light curves (top panel) for the overlapping section of the observation (horizontal line in Figure 2 top panel) with 6000 s time binning. The two count rates are plotted against each other (bottom panel) to see correlation between the two light curves.

X-ray (3–25 keV) variations. The two light curves show very similar profile suggesting a strong correlation between the two X-ray bands. We plot the *XMM-Newton* count rate and the *NuSTAR* count rate in the bottom panel of Figure 3 to look for any correlation between the two light curves in top panel. It is clearly visible that the X-rays in the two bands are correlated. In order to quantify this correlation, we measured the Pearson's

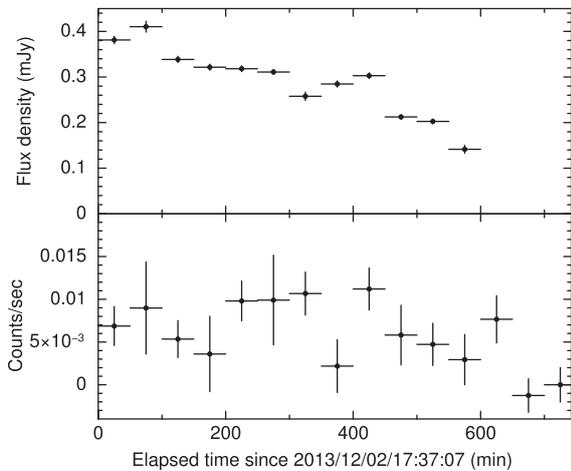


**Figure 4.** V404 Cyg light curves computed over VLA radio frequency bands as labeled in each panel. The binning times correspond to 1 and 0.5 scan durations ( $\sim 10$  minutes) for the upper and bottom panels, respectively.

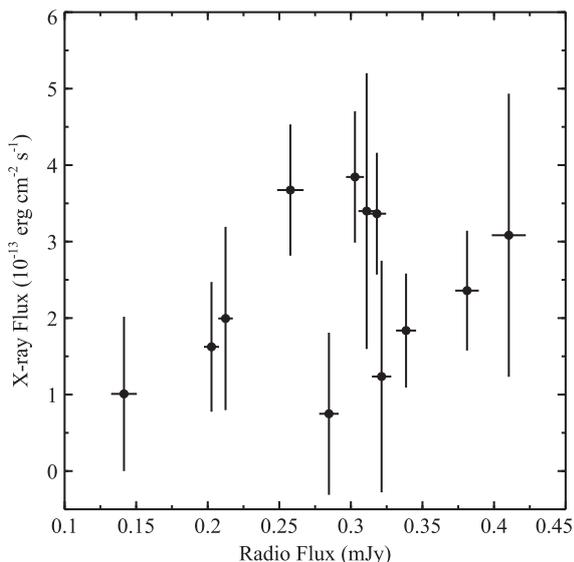
correlation coefficient between the two light curves to be  $0.9^{+0.1}_{-0.2}$  (90% confidence errors). All the errors in this paper are quoted with 90% confidence limit for a single parameter of interest unless otherwise noted. A value of 1 for this coefficient indicates a strong positive correlation and a value of 0 indicates no correlation. Hence, a value of 0.9 suggests a strong correlation between 0.5–10 keV and 3–25 keV X-rays, as expected.

In order to search for shorter timescale variability in radio, the calibrated VLA data were split into time segments with a duration chosen to be as small as possible for the detection to be considered significant. The source was fit in the image plane and the resulting radio light curves of V404 Cyg are shown in Figure 4, highlighting the flux density variations across the observation. V404 Cyg shows evidence of fast radio variability with a flux density ranging from 0.09 to 0.64 mJy (integrated over the entire frequency band). There is the suggestion of a small flaring activity around 100 minutes after the beginning of the observation, with a 0.64 mJy peak level. This flare is characterized by a fast rise of less than 5 minutes, followed by a slower decrease over  $\sim 30$  minutes.

In order to directly compare the source variability in the radio and X-ray bands, we plot their respective light curves in Figure 5. The light curves are from the simultaneous radio (VLA in 4.74–7.96 GHz) and X-ray observations (*NuSTAR* epoch 3 in the 3–10 keV energy band) and binned to 3000 s. The source exhibits significant variability at both radio and X-ray energies. The radio flux density changes by a factor of  $\sim 3$  during the time of observation. Although clear variability is present in both bands, there is no strong correlation between the radio and X-ray fluxes, partly due to the poor S/N of the X-ray data. Once again, we measured the Pearson's correlation coefficient between the radio and X-ray time series to quantify any correlation between the two. The correlation coefficient between the radio and X-ray bands is  $0.4^{+0.2}_{-0.3}$ . A value of 0.4 suggests a weak positive correlation, though the large errors make it statistically insignificant. Figure 6 shows the X-ray and



**Figure 5.** Radio (top panel) and X-ray (bottom panel) light curves from simultaneous observations with VLA and *NuSTAR* during epoch 3 with a 3000 s time bin. The X-ray light curve is in the 3–10 keV energy band and radio in 4.74–7.96 GHz.



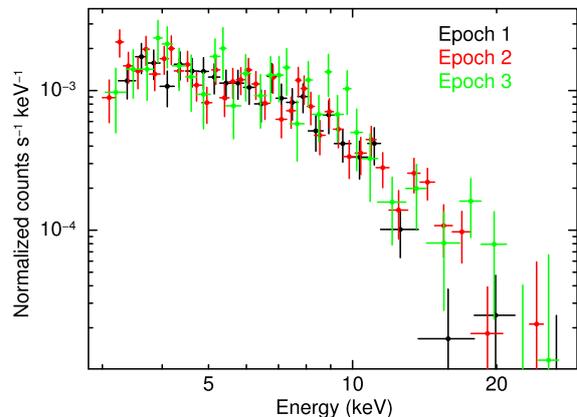
**Figure 6.** 3–10 keV X-ray flux from *NuSTAR* epoch 3 observation and radio flux (4.74–7.96 GHz).

radio flux variation for better visualization. Thus, we conclude that there is no compelling evidence for correlation between the simultaneous radio and X-ray data analyzed here.

#### 4. SPECTRAL ANALYSIS

##### 4.1. X-Ray Spectral Analysis

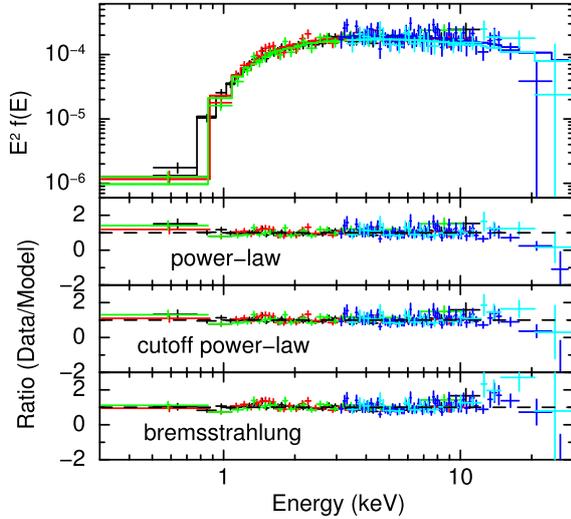
We studied the spectra for each X-ray observation separately in order to investigate any spectral variation from epoch to epoch. Throughout this work we performed spectral modeling using XSPEC v12.8.2 (Arnaud 1996). Figure 7 shows the *NuSTAR* FPMA spectra for the three epochs of observations. It is readily visible that the spectra follow each other very closely, suggesting there is very little spectral variation among these



**Figure 7.** *NuSTAR* FPMA spectra for three epochs of observations. Black, red, and green points correspond to epochs 1, 2, and 3, respectively.

three epochs. In order to quantify any spectral variation, we examined each spectra separately (three *NuSTAR* spectra and one *XMM-Newton*). We started with a simple model consisting of a power law modified by photoelectric absorption due to the interstellar medium. To account for the absorption due to intervening material, we used the *tbabs* spectral model with updated solar abundances (Wilms et al. 2000) and photoionization cross-sections as described in Verner et al. (1996).

For *XMM-Newton*, the EPIC (pn and MOS) spectra were fitted simultaneously. We obtained a best-fit value of the photon index of  $\Gamma = 2.04 \pm 0.08$  and absorption  $N_{\text{H}} = (1.18 \pm 0.09) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . The absorbed 0.3–10 keV flux is  $5.5 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , which agrees well with the previously reported value of  $5.8 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  (Bernardini & Cackett 2014). The absorption obtained from *XMM-Newton* is a little higher than the Galactic value of  $8.10 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  (Dickey & Lockman 1990). While performing fits with individual *NuSTAR* spectra, we fixed  $N_{\text{H}}$  to the value obtained with *XMM-Newton* as *NuSTAR*'s energy range is not sensitive to such absorption values. The best-fit values for the power-law index for the three *NuSTAR* observations are  $2.54^{+0.18}_{-0.17}$ ,  $2.28 \pm 0.17$ , and  $1.90 \pm 0.24$ , respectively. The spectrum apparently is flattening going from epoch 1 to epoch 3; however, the individual errors on the power-law indices overlap, suggesting that the difference may not be statistically significant. In order to investigate this, we fitted the data from each epoch simultaneously with an absorbed power-law model. All the parameters were linked between epochs and only the overall normalization constants were allowed to vary. This also provided an excellent fit to the data, with a reduced  $\chi^2$  of 1.07 for 95 degrees of freedom and a best-fit power-law index of  $\Gamma = 2.35 \pm 0.12$ . This suggests that any variations in the spectral parameters during the three epochs are not significant and the spectra can formally be considered to be consistent with each other. Further, we have also derived hardness ratios between the two *NuSTAR* energy bands, 3–8 keV (soft) and 8–30 keV (hard), to test for any X-ray spectral variations. We found no variation in the hardness ratio (hard/soft), indicating that there are no significant spectral changes in the X-ray data. This is consistent with the previous X-ray studies using *Chandra* (Hynes et al. 2009) and *Swift* (Bernardini & Cackett 2014).



**Figure 8.** Top panel: broadband V404 Cyg spectra from *XMM-Newton* (EPIC-pn in black, MOS1 in red, and MOS2 in green) and *NuSTAR* (FPMA in blue and FPMB in light blue). The solid lines represent best-fit power-law models. The lower panels show the ratio of the data to different spectral models, as labeled.

In order to evaluate the broadband X-ray characteristics of V404 Cyg during quiescence, we simultaneously fitted *XMM-Newton* and *NuSTAR* data to achieve energy coverage from 0.3–30 keV. As shown above, there is no significant spectral variation between the three epochs of *NuSTAR* observations, therefore we combined the data from the three *NuSTAR* epochs to improve the S/N. We used the tool *addascaspec* to combine the *NuSTAR* data, which properly combines the corresponding background and response files. In order to account for the cross-calibration between different instruments, we included a constant multiplicative factor in all the spectral modeling described below. This constant factor was held fixed to 1.0 for *XMM-Newton* EPIC-pn and allowed to vary freely for other instruments. The EPIC-pn to *NuSTAR* normalization differences are below the expected  $\lesssim 10\%$  level (Madsen et al. 2015).

We employed several different spectral models to characterize the broadband spectra of V404 Cyg during quiescence, including an absorbed power-law model, a cutoff power-law model, a thermal bremsstrahlung model, and a thermally Comptonized continuum model (see Figure 8). The best-fit spectral parameters obtained through joint fitting of *XMM-Newton* and *NuSTAR* data are listed in Table 2. All these models provide statistically acceptable fits to the data. The power-law model provides a best-fit value of the photon index of  $\Gamma = 2.12 \pm 0.07$ . The unabsorbed flux in the 0.3–30 keV energy band is  $(1.29 \pm 0.07) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and the corresponding luminosity is  $(8.9 \pm 0.5) \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  for a distance of 2.4 kpc (Miller-Jones et al. 2009). Although the power-law model provides an acceptable fit ( $\chi^2_\nu = 0.86$ ), the residuals show a hint of a rollover in the high-energy data above  $\sim 10$  keV. We therefore tried a power-law model with a high-energy exponential cutoff (cutoffpl in XSPEC) to test if it accounted for the high-energy residuals. This model, with an e-folding energy of the cutoff of  $20^{+20}_{-7}$  keV, further improves the fit, with  $\Delta\chi^2 = 12$  for one additional degree of freedom.

The cutoff energy, being very close to the high end of the spectral data, is not tightly constrained.

In order to assess the significance of the potential cutoff, we performed a series of spectral simulations. Using the same responses, background files, and adopting the same exposure times as the data used here, we simulated 10,000 sets of *XMM-Newton* (pn, MOS1, MOS2) and *NuSTAR* (FPMA, FPMB) spectra with the FAKEIT command in XSPEC. These simulations were based on the best-fit power-law continuum, and each of the simulated data sets was rebinned in the same manner and analyzed over the same bandpass as adopted for the real data. We then fit each of the combined data sets with an absorbed power-law continuum with and without an exponential cutoff, again in the same manner as the real data, and noted the improvement in fit provided by the former over the latter. Of the 10,000 data sets simulated, only 28 showed a chance improvement equivalent to or greater than that observed, implying that the detection significance of the cutoff in the real data is at the  $3\sigma$  level. Next, we performed another set of simulations with the best-fit cutoff power-law model as input in order to assess the expected distribution of  $\Delta\chi^2$  when compared to a simple power-law model given the available data. We found that it peaks near the observed value and this holds true even if we take into account that the power-law model already provides a good fit with reduced  $\chi^2 < 0.9$ . All of these simulations favor the detection of a cutoff with  $3\sigma$  significance in our broadband *XMM-Newton*+*NuSTAR* data. Such a feature has been measured for the first time in V404 Cyg during quiescence.

We next used a physically motivated thermal bremsstrahlung model to characterize the broadband spectra. Again, this model provides a statistically acceptable fit to the data. The derived plasma temperature is  $6.9^{+0.7}_{-0.6}$  keV. However, this fit is poorer by  $\Delta\chi^2 = 33$  compared to the cutoff power-law model. Thus, the cutoff power-law is the favored spectral model for these data among the above three models. In addition, we also tried a thermally Comptonized continuum model, *comptt*, that describes Comptonization of soft photons in a hot plasma from a Comptonizing corona and the inner region of an ADAF flow (Hua & Titarchuk 1995; Titarchuk & Lyubarskij 1995). The *comptt* model has a higher number of free parameters, and not all of them are constrained simultaneously. The seed photon temperature  $kT_0$  varies between 0 and 0.4 keV with a best-fit value of 0.32 keV, which is in excellent agreement with the previous measurement of 0.33 keV by Bernardini & Cackett (2014). Hence, we fixed the seed photon temperature to 0.32 keV during the fit. As listed in Table 2, the *comptt* model is characterized by a coronal electron temperature of  $\sim 4$  keV and an optical depth of  $\sim 5$ . The goodness of fit with this Comptonization model is very similar to that found for the simple cutoff power-law model (see Table 2) and shows very similar residuals. Therefore, we have not shown it in Figure 8 for the sake of clarity.

Visual inspection of the X-ray spectra indicates that the data are featureless, showing only a smooth continuum over the broad X-ray band. However, there are predictions for the presence of X-ray emission lines from the hot plasma in an ADAF-like flow (Narayan & Raymond 1999). In order to derive an upper limit on the highly ionized Fe XXV  $K_\alpha$  line at 6.7 keV, we added a Gaussian component to our best-fit cutoff power-law model. We obtained an upper limit on the equivalent width of  $\sim 200$  eV (0.1 keV fixed width and 90%

**Table 2**  
Best Fit Spectral Parameters from Joint Fit to *XMM-Newton* and *NuSTAR* Data

Model	$N_{\text{H}}$ ( $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ )	$\Gamma/\tau_p$	$E_{\text{cut}}/kT_e$ (keV)	Norm ( $10^{-4}$ )	$\chi^2/\text{dof}$	Flux <sup>a</sup>
Power-law	$1.25 \pm 0.08$	$2.12 \pm 0.07$	...	$2.20 \pm 0.20$	173/200	3.31
Cutoff power-law	$1.14 \pm 0.10$	$1.86 \pm 0.15$	$20^{+20}_{-7}$	$1.92^{+0.22}_{-0.20}$	161/199	3.39
Bremsstrahlung	$0.84 \pm 0.05$	...	$6.9^{+0.7}_{-0.6}$	$1.58^{+0.08}_{-0.07}$	199/200	3.60
CompTT	$0.78 \pm 0.06$	$4.8^{+0.7}_{-0.8}$	$4.0^{+1.2}_{-0.6}$	$0.60^{+0.11}_{-0.13}$	160/199	3.42

**Note.**

<sup>a</sup> Absorbed flux in 3–10 keV energy band with units of  $10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

confidence limit) from the broadband *XMM-Newton* and *NuSTAR* spectra. This is somewhat higher than the upper limit derived by Bradley et al. (2007). However, it is nearly as large as the prediction of  $\sim 230 \text{ eV}$  for the sum of the equivalent widths for the total group of Fe emission lines (Narayan & Raymond 1999).

4.2. Radio Spectral Analysis

In order to characterize the SED at radio energies, we measured the flux density of V404 Cyg through four distinct frequency bands over the whole observing period. We report the results in Table 3. We use this information to constrain the radio spectral shape by fitting the function  $f_\nu \propto \nu^\alpha$ , where  $f_\nu$  is the flux density and  $\nu$  is the frequency. Figure 9 shows the radio spectrum (black points) fitted with a power-law model (dotted line) and the corresponding 95% confidence region (gray shaded area). We obtain a spectral index of  $\alpha = -0.27 \pm 0.03$  ( $1\sigma$  error) for the average spectrum across the whole observation. The same fitting procedure was applied to two frequency bands to derive the evolution of the spectral shape during the observation. Figure 10 shows the spectral index variation over  $\sim 10$  minute time bins. Interestingly, the spectral index changes rapidly between optically thick (0.0 to 0.5) and thin ( $-1.0$  to  $-0.5$ ) synchrotron emission regimes. In order to make sure that such extreme variability is associated with V404 Cyg, we performed a similar analysis on nearby field sources. We found that the flux density and the derived radio spectral index of the field sources were constant over the course of the observation, confirming that the observed spectral variability displayed in Figure 10 is associated with V404 Cyg.

5. DISCUSSION

We obtained simultaneous multi-wavelength data for V404 Cyg during its quiescent state, allowing us to extend such studies beyond 10 keV for the first time.

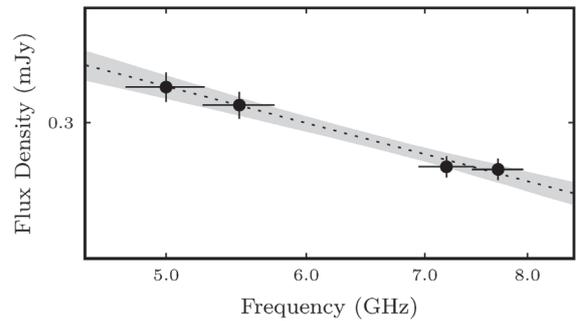
5.1. Comparison with Previous Studies

Over the course of our observations, V404 Cyg showed strong variability at soft X-ray, hard X-ray, and radio wavelengths, represented as multiple flares with each flare lasting for a few hours. Similar temporal variability has been observed previously in long-term monitoring of this source with the *Swift* X-Ray Telescope (XRT; Bernardini & Cackett 2014) in the 0.3–10 keV energy band. That study showed that V404 Cyg is highly variable on a wide range of timescales from tens of minutes to years in 34 *Swift* observations of the source in quiescence. Hynes et al. (2004) also reported dramatic X-ray flux variability with much higher amplitude

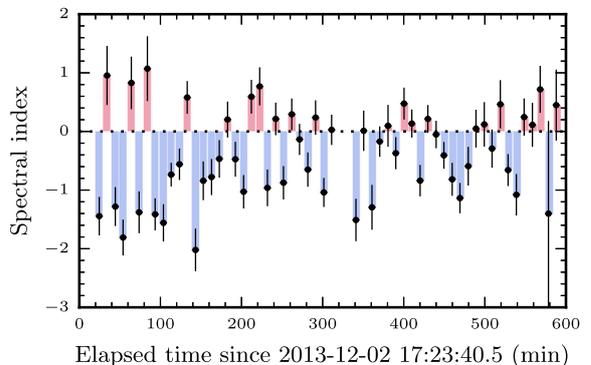
**Table 3**  
Summary of V404 Cyg Stokes I Measurements

Frequency (GHz)	Flux Density ( $\mu\text{Jy}$ )	Beam Size (arcsec <sup>2</sup> )
5	$314.7 \pm 6.2$	$1.25 \times 1.21$
5.5	$307.2 \pm 5.5$	$1.13 \times 1.09$
7.2	$282.8 \pm 4.0$	$0.84 \times 0.83$
7.7	$281.8 \pm 4.0$	$0.81 \times 0.79$

**Note.** A point source is fitted to each frequency-dependent image integrated over a 512 MHz bandwidth.



**Figure 9.** V404 Cyg radio spectrum as described in Table 3. The dotted black line and the gray shaded area represent the fitted power-law shape spectrum and the 95% confidence interval, respectively. The spectral index for the power law is  $\alpha = -0.27 \pm 0.03$ .

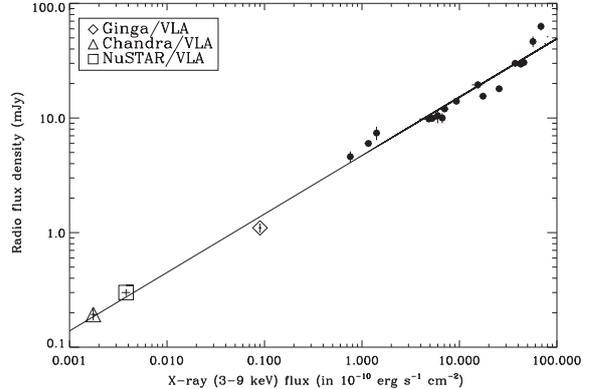


**Figure 10.** Variation of the spectral index  $\alpha$  over the length of the observation obtained by fitting a power law ( $f_\nu \propto \nu^\alpha$ ) to the data split in  $\sim 10$  minute time intervals.

(more than a factor of 20) using 2003 *Chandra* observations in the 0.3–7 keV band. Our sensitive *NuSTAR* observations clearly demonstrated that the flaring behavior of V404 Cyg continues beyond 10 keV. In addition, new VLA radio light curve data, taken simultaneously with the *NuSTAR* hard X-ray data, also showed strong variability on short timescales, similar to that reported by Hynes et al. (2009). However, unlike these previous radio light curves, our new radio data show a persistent emission component with the flux level never going to zero. Although the simultaneous radio and X-ray data show strong variability, we do not find any significant correlation (or anti-correlation) between the two data sets. This is again consistent with previous multi-wavelength studies (Hynes et al. 2009).

The quiescent X-ray spectra of V404 Cyg have been studied previously with *XMM-Newton*, *Chandra*, and *Suzaku* (see Bradley et al. 2007; Corbel et al. 2008 and Reynolds et al. 2014) and are well characterized using absorbed power-law models. We measured the power-law index  $\Gamma = 2.12 \pm 0.07$  using our broadband *XMM-Newton* and *NuSTAR* data. This measurement is in excellent agreement with previously reported power-law spectra from *Chandra* ( $\Gamma = 2.17 \pm 0.13$ ) and *XMM-Newton* ( $\Gamma = 2.09 \pm 0.08$ ). Reynolds et al. (2014) recently studied quiescent X-ray spectra for a sample of accreting BHs, including V404 Cyg. They reported best-fit power-law index of  $2.05 \pm 0.06$  from a simultaneous fit to *XMM-Newton*, *Chandra*, and *Suzaku* observations, which agrees with our measurement within 90% errors. The broadband *XMM-Newton* and *NuSTAR* spectra, along with excellent sensitivity, show the presence of a cutoff at around  $\sim 20$  keV with more than  $\sim 3\sigma$  significance. A similar cutoff (at around 10 keV) was recently detected by *NuSTAR* in the quiescent spectra of the low-mass X-ray binary Cen X-4 (Chakrabarty et al. 2014), which these authors attribute to hard X-ray emission arising either from a hot, optically thin corona or from hot electrons in an optically thin RIAF. The broadband spectrum of Cen X-4 is well characterized by a thermal bremsstrahlung model with  $kT_e = 18$  keV. For V404 Cyg, the bremsstrahlung model also provides a statistically acceptable fit, though the best-fit temperature,  $kT_e = 6.9_{-0.6}^{+0.7}$  keV, is significantly lower than that observed in Cen X-4. Recently, Bernardini & Cackett (2014) analyzed the *Swift* XRT spectra of V404 Cyg and reported that fits with a bremsstrahlung model find the temperature between 3.3 and 4.7 keV as a function of count rate, which is slightly lower than our measurement. However, Reynolds et al. (2014) reported a bremsstrahlung temperature of  $6.16_{-0.89}^{+1.15}$  keV using *Suzaku* XIS data, in agreement with our measurement.

Corbel et al. (2008) revisited the radio-X-ray flux correlation for V404 Cyg by re-analyzing some of the 1989 outburst data and adding two points from their 2003 *Chandra*/VLA data and 2000 *Ginga*/VLA observations during quiescence. They found a strong correlation between the two energy bands and conclude that the correlation observed during the decay of the 1989 outburst holds down to the quiescent state. Using our new simultaneous *NuSTAR*/VLA observations, we were able to add one more point to that correlation, shown in Figure 11. Earlier data were taken from Corbel et al. (2008; see their Figure 4) and we did not attempt any fitting. Our new data point lies right on their best-fit curve, nicely following the long-term correlation from previous data. The quiescent flux level of V404 Cyg during our observations is higher compared to their



**Figure 11.** X-ray flux vs. radio flux density variation reproduced from Corbel et al. (2008) with the addition of a new point from our recent *NuSTAR* and VLA observations shown as a square box. Solid circles represent data from 1989 outburst of V404 Cyg.

*Chandra*/VLA observation, but it is significantly lower than the *Ginga*/VLA measurements. This long-term correlation between X-ray and radio flux is indicative of a common or related origin for the two components. Although the radio and X-ray fluxes are correlated on long timescale, the short timescale variations during the observations become more complicated and any correlation may be smoothed out by internal jet variability (Gleissner et al. 2004).

The quiescent X-ray flux of V404 Cyg shows significant variability on a timescale of a few years, as reported in previous studies. Reynolds et al. (2014) reported that the 0.3–10 keV unabsorbed X-ray flux varies in the range of  $(0.8\text{--}3.42) \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  using various observations between 2000 and 2009 from *Chandra*, *XMM-Newton*, and *Suzaku*. We measured the unabsorbed 0.3–10 keV flux to be  $1.1 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , which is well within the above range; however, it is slightly lower compared to the average flux of  $1.7 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  reported by Bernardini & Cackett (2014) using 75 days of *Swift* monitoring observations in 2012. Narayan et al. (1997) reported unabsorbed 1–10 keV flux of  $8.2 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  using 1994 *ASCA* observations. Thus, the X-ray flux of V404 Cyg shows significant variability; however, its spectral shape remains fairly stable with  $\Gamma = 2.1\text{--}2.3$ .

## 5.2. Hard X-Ray Emission Mechanisms

We can use the measured spectral cutoff to make inferences about the nature of the accretion flow onto the BH. We follow the general approach used by Chakrabarty et al. (2014) in interpreting the spectral cutoff in the quiescent accreting NS Cen X-4. A key difference here is that the observed X-ray luminosity in BH systems provides only a lower limit on the mass accretion rate, since matter can be accreted onto the BH without radiating. In the discussion below, we assume a BH mass of  $10 M_{\odot}$  and a distance of 2.4 kpc, and we write the Eddington luminosity and accretion rate for a  $10 M_{\odot}$  BH as  $L_E = 0.1 \dot{M}_E c^2 = 1 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ . The observed X-ray luminosity is thus  $L_x \simeq 10^{-6} L_E$ .

The hard X-ray emission in BH binaries is often ascribed to a Comptonizing corona of hot electrons. Our `comptt` fit yielded an electron temperature of  $kT_e = 4.0$  keV and an electron

scattering optical depth of  $\tau = 4.8$ . This is a fairly high optical depth, and it is related to the electron density  $n_e$  by

$$\tau = \sigma_T \int n_e(r) dr, \quad (1)$$

where  $\sigma_T$  is the Thomson cross-section. We assume a quasi-spherical RIAF inside a transition radius at  $r_t = 10^4 R_S$ , where  $R_S = 2GM/c^2 = 30$  km for a  $10 M_\odot$  BH. We then find that an accretion rate of  $\dot{M} \approx 0.02 \dot{M}_E$  is required to produce the measured value of  $\tau$ . (We used Equations (5) and (8) of Chakrabarty et al. 2014 to relate  $n_e$  and  $\dot{M}$ , taking  $\eta = 0.1$  and  $\mu = 0.6$ .) The resulting electron population has a high scattering optical depth but is optically thin to free-free absorption, and will thus itself be a source of bremsstrahlung emission. At a temperature of  $kT = 3.9$  keV, this would produce an X-ray luminosity 60 times brighter than what we observe. If we allow for the possibility of an outflow by setting

$$\dot{M}(r) = \left(\frac{r}{r_t}\right)^p \dot{M}_t \quad (2)$$

with  $p > 0$  (Blandford & Begelman 1999), the discrepancy is even larger. We conclude that thermal Comptonization cannot be responsible for the spectral cutoff.

Thermal bremsstrahlung emission from the accretion flow is, however, a viable possibility. Our bremsstrahlung fit has an emission measure

$$\int n_e^2 dV = 4.7 \times 10^{57} \text{ cm}^{-3} \quad (3)$$

for a distance of 2.4 kpc. For the  $p = 0$  case in Equation (2), an accretion rate of  $\dot{M} \simeq 10^{-3} \dot{M}_E$  is sufficient to yield this emission measure. Menou et al. (1999) suggested that V404 Cyg during its quiescent state is basically in the RIAF regime when mass loss via wind is included. If we allow for an outflow ( $p > 0$ ), then we require  $\dot{M}_t \sim 10^{-2} \dot{M}_E$  at the transition radius. These are plausible accretion rates for the RIAF regime (Menou et al. 1999).

Another possibility is synchrotron and/or synchrotron self-Compton emission from the base of a jet outflow (Markoff et al. 2005). Such models are competitive with Compton coronal models for the X-ray emission in BH binaries and are capable of producing curvature in the power-law spectrum which could be consistent with our observed cutoff. Detailed modeling will be necessary to evaluate the viability of this model in V404 Cyg.

### 5.3. Rapid Radio Spectral Variation

The hundreds of seconds to kiloseconds timescale flaring behavior of V404 Cyg in quiescence has already been reported at several wavelengths, including at 8.4 GHz in the radio (Miller-Jones et al. 2008; Hynes et al. 2009). Our new sensitive radio observations with the VLA confirm this behavior, but they also allow us for the first time to have additional radio spectral information during these periods of weak activity. The spectral index (Figure 10) evolved on a very fast timescale (as short as 10 minutes) with clear switching between regimes of optically thick and optically thin synchrotron emission.

In order to explain the observed spectral variability, we explored several possibilities, one of them being intervening material along the line of sight. V404 Cyg lies behind the

Cygnus super bubble, composed of interstellar structures shaped by supernova explosions and stellar winds of massive stars, all estimated to be located between 0.5 and 2.5 kpc from the Earth (see, e.g., Uyaniker et al. 2001; Ackermann et al. 2011). Fluctuation of the electron density in these clouds can modify the refractive index of the plasma, inducing scintillation of the observed radio emission. However, Miller-Jones et al. (2008) estimated that the timescale of refractive scintillation should be between 140 and 1000 hr, given the source size constraints they derived from VLBI observations. The flux variability seen in our VLA observations on a timescale of a few minutes must therefore be intrinsic to V404 Cyg.

In the hard state, self-absorbed compact jets are usually observed with a radio spectrum that is either flat or slightly inverted (e.g., Corbel et al. 2000). However, it has been found that when the compact jets are building up during the soft to hard state transition, they are initially consistent with optically thin emission (e.g., Corbel et al. 2013; Kalemci et al. 2013). The quiescent state in V404 Cyg may be similar to such a situation with the accretion flow not being able to sustain stable compact jets due either to insufficient particle density and/or inefficient particle acceleration. One could possibly interpret the rapid spectral index changes in Figure 10 as jet ignition instabilities, rapidly moving between development/fading ( $\alpha < 0$ ) and activated states (corresponding to flat/inverted spectra,  $\alpha \geq 0$ ). A dedicated campaign with simultaneous observations in infrared and radio should provide an important diagnostics for such behavior.

Alternatively, the observed fast spectral modulations of the radio spectrum may originate from stochastic instabilities in the accretion flow. The synchrotron turnover frequency,  $\nu_b$ , of a compact jet (usually at infrared frequencies in the hard state, e.g., Corbel & Fender 2002; Russell et al. 2006; Hynes et al. 2009; Corbel et al. 2013) could move to lower frequencies as the mass accretion rate,  $\dot{m}$ , decreases (Falcke et al. 2004; Chaty et al. 2011). In quiescence, the accretion rate in V404 Cyg may fluctuate on very short timescales. Rapid modulations of the magnetic field intensity and/or the size of the particle acceleration zone may cause  $\nu_b$  to shift over to the range of our observable bandwidth (Chaty et al. 2011; Gandhi et al. 2011), thus producing the switches between optically thick and thin synchrotron emission, as observed at infrared wavelengths on similar timescales for other sources (Gandhi et al. 2011; Rahoui et al. 2012). The fact that the new observations lie on the standard radio and X-ray flux correlation observed in the hard and quiescence states probably indicates an interpretation related to the compact jets. As observed in Gandhi et al. (2011) and Rahoui et al. (2012), even if the compact jets are strongly variable on short timescales, those variations smooth out on longer timescales.

The observed radio emission may also be unrelated to compact jets, which might be absent in quiescence. The radio flaring behavior might instead be related to synchrotron bubble ejection events, possibly triggered by magnetic reconnection events above the accretion disk, or be related to variations in the accretion rate. In the synchrotron bubble scenario, the high-frequency peak should lead the lower low-frequency flux maximum (van der Laan 1966; Hjellming & Johnston 1988). Considering averaging effects, this is consistent with the rapid switch between the observed positive and negative spectral indices (see Figure 10). However, in such a case, one would

expect the higher frequency light curve to have higher maxima than observed at lower frequency. This is in contrast to what we observe (Figure 4), and indicates that the synchrotron bubble scenario is not the favored interpretation.

## 6. SUMMARY

V404 Cyg shows strong variability on timescales of hours to a couple of hours, at both X-ray and radio energies. Several small flares were detected at X-ray energies by both *XMM-Newton* and *NuSTAR*, during which the count rate changed by a factor of 4–5 in a few hours. On the other hand, the radio flares are comparatively short lived and asymmetric, with fast rises changing flux density by a factor of  $\sim 7$  in 5 minutes followed by a slower decay.

Our broadband X-ray spectral analysis using absorbed power-law models provides consistent results with previous studies using just X-ray data below 10 keV. However, with *NuSTAR* extending the spectral coverage above 10 keV, we were able to measure a cutoff at  $20^{+20}_{-7}$  keV, which can be explained using thermal bremsstrahlung emission from the accretion flow or synchrotron emission from the base of a jet outflow. V404 Cyg is the second quiescent LMXB showing such a feature, in addition to the NS system Cen X-4 (Chakrabarty et al. 2014).

Our *NuSTAR* and VLA observations are in very good agreement with the long-term correlation between X-ray and radio flux measured over many orders of magnitude (Corbel et al. 2008). This indicates that the origins of these two components are not completely independent on long timescales.

Our new sensitive radio observations discovered extreme variability in the spectral index on timescales as short as 10 minutes, with clear switching between optically thick and thin synchrotron emission. Such variability could possibly be attributed to instabilities in the compact jet or stochastic instabilities in the accretion rate where the synchrotron turnover frequency could shift to lower energies during quiescence.

We thank Michael A. Nowak for useful discussions on the synchrotron model. This work was supported under NASA contract No. NNG08FD60C, and made use of data from the *NuSTAR* mission, a project led by the California Institute of Technology, managed by the Jet Propulsion Laboratory, and funded by NASA. We thank the *NuSTAR* Operation, Software, and Calibration teams for support with the execution and analysis of these observations. This research has made use of the *NuSTAR* Data Analysis Software (NuSTARDAS) jointly developed by the ASI Science Data Center (ASDC, Italy) and the California Institute of Technology (USA). S.C. thanks James Miller-Jones for excellent help during the preparation of the VLA observations. S.C. and A.L. acknowledge the financial support from the UnivEarthS Labex programme of Sorbonne Paris Cité (ANR-10-LABX-0023 and ANR-11-IDEX-0005-02), and from the CHAOS project ANR-12-BS05-0009 supported by the French Research National Agency. J.A.T. acknowledges partial support from NASA under *XMM-Newton* Guest Observer grant NNX14AF08G.

*Facilities:* *NuSTAR*, *XMM-Newton*, VLA.

## REFERENCES

- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, *Sci*, 334, 1103  
 Arnaud, K. A. 1996, in *ASP Conf. Ser. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby, & J. Barnes (San Francisco, CA: ASP), 17  
 Barthelmy, S. D., D’Ai, A., D’Avanzo, P., et al. 2015, *GCN*, 17929, 1  
 Bernardini, F., & Cackett, E. M. 2014, *MNRAS*, 439, 2771  
 Blandford, R. D., & Begelman, M. C. 1999, *MNRAS*, 303, L1  
 Bradley, C. K., Hynes, R. I., Kong, A. K. H., et al. 2007, *ApJ*, 667, 427  
 Cannizzo, J. K. 1993, *ApJ*, 419, 318  
 Chakrabarty, D., Tomsick, J. A., Grefenstette, B. W., et al. 2014, *ApJ*, 797, 92  
 Chaty, S., Dubus, G., & Raichoor, A. 2011, *A&A*, 529, A3  
 Corbel, S., Aussel, H., Broderick, J. W., et al. 2013, *MNRAS*, 431, L107  
 Corbel, S., & Fender, R. P. 2002, *ApJL*, 573, L35  
 Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2000, *A&A*, 359, 251  
 Corbel, S., Koerding, E., & Kaaret, P. 2008, *MNRAS*, 389, 1697  
 Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215  
 Falcke, H., Körding, E., & Markoff, S. 2004, *A&A*, 414, 895  
 Fender, R. P., Gallo, E., & Jonker, P. G. 2003, *MNRAS*, 343, L99  
 Gallo, E., Fender, R. P., & Hynes, R. I. 2005, *MNRAS*, 356, 1017  
 Gandhi, P., Blain, A. W., Russell, D. M., et al. 2011, *ApJL*, 740, L13  
 Gandhi, P., Littlefair, S., Hardy, L., et al. 2015, *ATel*, 7686, 1  
 Garcia, M. R., McClintock, J. E., Narayan, R., et al. 2001, *ApJL*, 553, L47  
 Gazeas, K., Vasilopoulos, G., Petropoulou, M., & Sapountzis, K. 2015, *ATel*, 7650, 1  
 Gleissner, T., Wilms, J., Pooley, G. G., et al. 2004, *A&A*, 425, 1061  
 Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E., et al. 2013, *ApJ*, 770, 103  
 Hjellming, R. M., & Johnston, K. J. 1988, *ApJ*, 328, 600  
 Hua, X.-M., & Titarchuk, L. 1995, *ApJ*, 449, 188  
 Hynes, R. I., Bradley, C. K., Rupen, M., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 2239  
 Hynes, R. I., Charles, P. A., Garcia, M. R., et al. 2004, *ApJL*, 611, L125  
 Kalemci, E., Dinger, T., Tomsick, J. A., et al. 2013, *ApJ*, 779, 95  
 Khargharia, J., Froning, C. S., & Robinson, E. L. 2010, *ApJ*, 716, 1105  
 Kong, A. K. H., McClintock, J. E., Garcia, M. R., Murray, S. S., & Barret, D. 2002, *ApJ*, 570, 277  
 Kuulkers, E. 2015, *ATel*, 7695, 1  
 Lasota, J.-P. 2000, *A&A*, 360, 575  
 Madsen, K. K., Harrison, F. A., Markwardt, C., et al. 2015, *ApJS*, 220, 8  
 Makino, F. 1989, *IAUC*, 4782, 1  
 Markoff, S., Nowak, M. A., & Wilms, J. 2005, *ApJ*, 635, 1203  
 McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, in *ASP Conf. Ser. 376, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*, ed. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell (San Francisco, CA: ASP), 127  
 Menou, K., Esin, A. A., Narayan, R., et al. 1999, *ApJ*, 520, 276  
 Miller-Jones, J. C. A., Gallo, E., Rupen, M. P., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 1751  
 Miller-Jones, J. C. A., Jonker, P. G., Dhawan, V., et al. 2009, *ApJL*, 706, L230  
 Narayan, R. 1996, *ApJ*, 462, 136  
 Narayan, R., Barret, D., & McClintock, J. E. 1997, *ApJ*, 482, 448  
 Narayan, R., & Raymond, J. 1999, *ApJL*, 515, L69  
 Narayan, R., & Yi, I. 1994, *ApJL*, 428, L13  
 Perley, R. A., & Butler, B. J. 2013, *ApJS*, 206, 16  
 Perley, R. A., Chandler, C. J., Butler, B. J., & Wrobel, J. M. 2011, *ApJL*, 739, L1  
 Rahoui, F., Coriat, M., Corbel, S., et al. 2012, *MNRAS*, 422, 2202  
 Reynolds, M. T., Reis, R. C., Miller, J. M., Cackett, E. M., & Degenaar, N. 2014, *MNRAS*, 441, 3656  
 Russell, D. M., Fender, R. P., Hynes, R. I., et al. 2006, *MNRAS*, 371, 1334  
 Shahbaz, T., Bandyopadhyay, R., Charles, P. A., & Naylor, T. 1996, *MNRAS*, 282, 977  
 Titarchuk, L., & Lyubarskij, Y. 1995, *ApJ*, 450, 876  
 Uyaniker, B., Fürst, E., Reich, W., Aschenbach, B., & Wielebinski, R. 2001, *A&A*, 371, 675  
 van der Laan, H. 1966, *Natur*, 211, 1131  
 Verner, D. A., Ferland, G. J., Korista, K. T., & Yakovlev, D. G. 1996, *ApJ*, 465, 487  
 Wagner, R. M., Starrfield, S. G., Hjellming, R. M., Howell, S. B., & Kreidl, T. J. 1994, *ApJL*, 429, L25  
 Wik, D. R., Hornstrup, A., Molendi, S., et al. 2014, *ApJ*, 792, 88  
 Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, *ApJ*, 542, 914  
 Yuan, F., Cui, W., & Narayan, R. 2005, *ApJ*, 620, 905

**Correlated optical, X-ray, and gamma-ray flaring activity seen with INTEGRAL during the 2015 outburst of V404 Cygni**

**A.6**

Publication parue dans la revue *Astronomy & Astrophysics Letters* (Rodriguez et al., 2016).



L E

## Correlated optical, X-ray, and $\gamma$ -ray flaring activity seen with INTEGRAL during the 2015 outburst of V404 Cygni<sup>\*</sup>

J. Rodriguez<sup>1</sup>, M. Cadolle Bel<sup>2</sup>, J. Alfonso-Garzón<sup>3</sup>, T. Siegert<sup>4</sup>, X.-L. Zhang<sup>4</sup>, V. Grinberg<sup>5</sup>, V. Savchenko<sup>6</sup>, J. A. Tomsick<sup>7</sup>, J. Chenevez<sup>8</sup>, M. Clavel<sup>1</sup>, S. Corbel<sup>1</sup>, R. Diehl<sup>4</sup>, A. Domingo<sup>3</sup>, C. Gouiffès<sup>1</sup>, J. Greiner<sup>4</sup>, M. G. H. Krause<sup>9,4</sup>, P. Laurent<sup>6</sup>, A. Loh<sup>1</sup>, S. Markoff<sup>10</sup>, J. M. Mas-Hesse<sup>3</sup>, J. C. A. Miller-Jones<sup>11</sup>, D. M. Russell<sup>12</sup>, and J. Wilms<sup>13</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire AIM, UMR 7158, CEA/CNRS/Université Paris Diderot, CEA DSM/IRFU/SAP, 91191 Gif-sur-Yvette, France  
e-mail: jrodriguez@cea.fr

<sup>2</sup> Max Planck Computing and Data Facility, 85748 Garching, Germany

<sup>3</sup> Centro de Astrobiología (CSIC-INTA), ESAC Campus, POB 78, 28691 Villanueva de la Cañada, Spain

<sup>4</sup> Max Planck Institut für extraterrestrische Physik, 85748 Garching, Germany

<sup>5</sup> Massachusetts Institute of Technology, Kavli Institute for Astrophysics and Space Research, Cambridge, MA 02139, USA

<sup>6</sup> Laboratoire APC, UMR 7164, CEA/CNRS/Université Paris Diderot, 75013 Paris, France

<sup>7</sup> Space Science Lab, University of California, Berkeley, CA 94720, USA

<sup>8</sup> DTU Space – National Space Institute, Technical University of Denmark, Elektrovej 327-328, 2800 Lyngby, Denmark

<sup>9</sup> Universitäts-Sternwarte Muenchen, Ludwig-Maximilians-Universität, Scheinerstr. 1, 81679 Muenchen, Germany

<sup>10</sup> Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, PO Box 94249, 1090 GE Amsterdam, The Netherlands

<sup>11</sup> International Centre for Radio Astronomy Research, Curtin University, GPO Box U1987, Perth, WA 6845, Australia

<sup>12</sup> New York University Abu Dhabi, PO Box 129188, Abu Dhabi, United Arab Emirates

<sup>13</sup> Dr. K. Remeis-Sternwarte & Erlangen Centre for Astroparticle Physics, Universität Erlangen-Nürnberg, Sternwartstr. 7, 96049 Bamberg, Germany

Received 23 July 2015 / Accepted 31 August 2015

### ABSTRACT

After 25 years of quiescence, the microquasar V404 Cyg entered a new period of activity in June 2015. This X-ray source is known to undergo extremely bright and variable outbursts seen at all wavelengths. It is therefore an object of prime interest to understand the accretion-ejection connections. These can, however, only be probed through simultaneous observations at several wavelengths. We made use of the INTEGRAL instruments to obtain long, almost uninterrupted observations from 2015 June 20, 15:50 UTC to June 25, 4:05 UTC, from the optical *V* band up to the soft  $\gamma$ -rays. V404 Cyg was extremely variable in all bands, with the detection of 18 flares with fluxes exceeding 6 Crab (20–40 keV) within three days. The flare recurrence can be as short as  $\sim 20$  min from peak to peak. A model-independent analysis shows that the  $>6$  Crab flares have a hard spectrum. A simple 10–400 keV spectral analysis of the off-flare and flare periods shows that the variation in intensity is likely to be only due to variations of a cut-off power-law component. The optical flares seem to be at least of two different types: one occurring in simultaneity with the X-ray flares, the other showing a delay greater than 10 min. The former could be associated with X-ray reprocessing by either an accretion disk or the companion star. We suggest that the latter are associated with plasma ejections that have also been seen in radio.

**Key words.** accretion, accretion disks – X-rays: binaries – radio continuum: stars – stars: black holes – stars: individual: V404 Cygni

### 1. Introduction

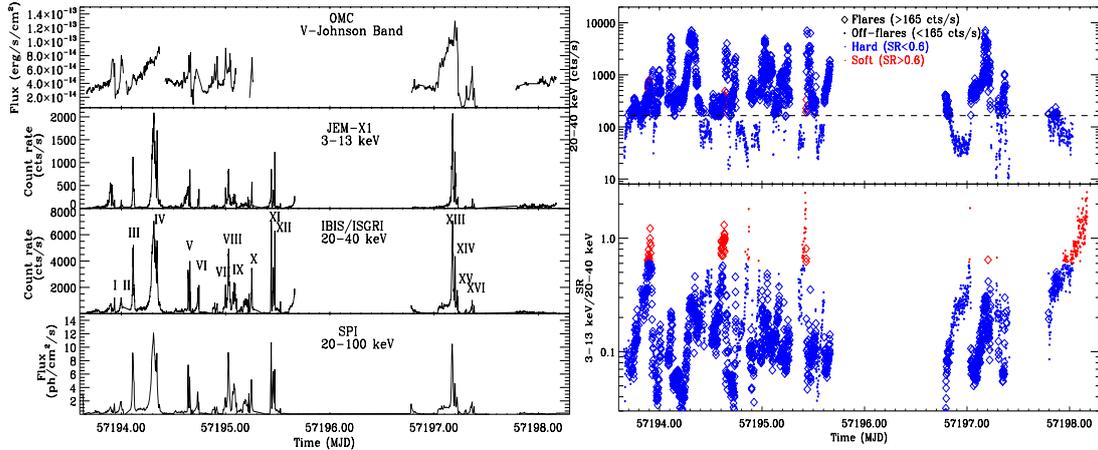
V404 Cyg (hereafter V404) is a low-mass X-ray binary (LMXB) consisting of a black hole (BH) with mass estimates ranging from  $\sim 9$  to  $15 M_{\odot}$ , and a  $0.7^{+0.3}_{-0.2} M_{\odot}$  K3 III companion (Casares & Charles 1994; Shahbaz et al. 1994; Khargharia et al. 2010), located at a parallax distance  $2.39 \pm 0.14$  kpc (Miller-Jones et al. 2009). The inclination of the binary's rotational axis is  $67^{+3}_{-1}$  (Shahbaz et al. 1994; Khargharia et al. 2010), the orbital period 6.5 d (Casares et al. 1992). This transient underwent three periods of outbursts during the twentieth century (Richter 1989), the last, in May 1989, leading to its discovery as an X-ray transient by the Ginga satellite (as GS 2023+338, Makino et al. 1989). V404 showed bright X-ray flares on short time-scales (e.g. Makino et al. 1989; Terada et al. 1994), which makes it an excellent source to study the connections between the accretion

and ejection phenomena, which are the probable origin of this behaviour. V404 is one of the closest stellar mass BHs, making it a rare case where quiescence can be studied in detail. Variable remnant activity, attributed to a compact jet, was detected from radio to hard X-rays (e.g. Hynes et al. 2004; Xie et al. 2014). V404 is one of the few sources that defines the radio/X-ray correlation over a wide range of luminosities, down into quiescence (Corbel et al. 2008). The good knowledge of the quiescent state makes understanding new outburst observations paramount as they allow the mechanisms responsible for the increased activity to be probed.

On 2015 June 15 (MJD 57188), V404 went into outburst again. It was first detected by *Swift* (BAT and XRT) (Barthelmy et al. 2015) and then with MAXI and INTEGRAL (Negoro et al. 2015; Kuulkers et al. 2015). These early alerts triggered follow-up observations at all wavelengths. Preliminary results all report the detection of the source, variations of specific spectral features, and an extreme flaring activity at all wavelengths

\* Table 1 and Fig. 4 are available in electronic form at <http://www.aanda.org>

A&amp;A 581, L9 (2015)



**Fig. 1.** *Left:* INTEGRAL LCs of V404 in four spectral domains (a larger version of the plot including all energy ranges is available as Fig. 4). *Right:* 20–40 keV count rate (top), and 3–13/20–40 keV softness ratio (SR, bottom). The dashed horizontal line corresponds to 1 Crab (20–40 keV). MJD 57 193 is 2015 June 20.

(e.g. Mooley et al. 2015; Munoz-Darias et al. 2015; Ferrigno et al. 2015; Motta et al. 2015; Tetarenko et al. 2015a,b; Tsubono et al. 2015). We triggered our INTEGRAL ToO program to obtain quasi-continuous coverage in X/ $\gamma$ -rays and in the optical V band. The first detection of multiple flares exceeding 30 Crab in 20–40 keV and possible correlated flaring in the V band were reported in Rodriguez et al. (2015a) and Domingo et al. (2015).

Our observations caught the source during the most intense and variable phase of this new outburst. Here, we first give the details of the observations and data reduction (Sect. 2). We then focus on the flaring behaviour at high energies (Sect. 3), which we compare to the activity in the optical V band (Sect. 4). A preliminary phenomenological spectral characterization of different intensity intervals is presented in Sect. 5. We discuss our results and compare V404 to other microquasars in Sect. 6.

## 2. Observations and data reduction

Our ToO program (Fig. 1) covered MJD 57 193.66–57 198.17 (2015-06-20 15:50 UTC to 2015-06-25 4:05 UTC), that is, INTEGRAL revolutions 1555 (continuous coverage) and 1556 (two periods). The data of all the INTEGRAL instruments (see Winkler et al. 2003, and references therein for all instrumental details) were reduced with the Off line Scientific Analysis (OSA) v10.1 software suite, with the latest calibration files available at the time of writing.

Images and 100 s binned light curves (LC) from the Joint European X-ray Monitors (JEM-X) and the Imager on Board the INTEGRAL Satellite (IBIS) were produced in two bands (3–13, and 13–30 keV) for JEM-X unit 1, and in four bands (20–40, 40–80, 80–150, and 150–300 keV) for the IBIS Soft Gamma-Ray Imager (ISGRI).

The event data of the Spectrometer on INTEGRAL (SPI) were fitted with models for the celestial sources and instrumental background following standard reduction processes. The 20–100 keV LC of V404 as well as the other sources in the field were obtained in bins of 400 s. Background models were built based on the pre-flaring data of a representative empty sky region, adjusting the normalization coefficient per hour (see, e.g., Strong et al. 2005, for a more general description of the method).

As source intensity and hardness vary strongly on short time-scales, we extracted luminosity/hardness dependent JEM-X, ISGRI, and SPI spectra over specific time intervals of clean

data. The spectra from the same time intervals were jointly fitted within XSPEC v12.8.2. Since the instruments’ responses are possibly different for the high intensities observed, only phenomenological spectral fits are presented, and the fit results should be viewed with some caution.

The INTEGRAL/Optical Monitoring Camera (OMC) fluxes and magnitudes were derived from a photometric aperture of  $3 \times 3$  pixels (1 pix. =  $17.504''$ ), slightly circularized, that is, removing one quarter pixel from each corner (standard output from OSA). The photometric aperture was centred on the source coordinates (default centroid algorithm) and did not include any significant contribution from other objects. We removed measurements with a severe problem flag, and, to restrict the noise, only measurements of 50 and 200 s duration were considered.

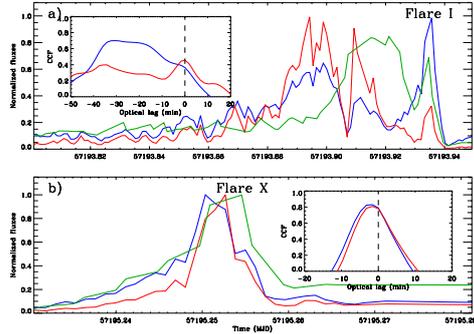
## 3. Model-independent description of the flaring

Multi-wavelength LCs of V404 from the V band up to  $\gamma$ -rays are highly structured with several large flares separated by calmer periods seen in all bands (Fig. 1, and see also Fig. 4 for a plot with all energy ranges). In the following, count rates (CR) are given in the ISGRI 20–40 keV range. When the source CR increased above  $\sim 150$ –200 cts/s, an intense X-ray flare systematically followed. In the following, we thus set 1 Crab<sup>1</sup> as the typical limit between the off-flare and flaring intervals. We identified 18 main events, that is, peaks that reached at least 6 Crab (labelled with Roman numerals<sup>2</sup> in Fig. 1, their main characteristics are given in Table 1), with 11 exceeding 20 Crab during our observations. Flares IV, XI, and XIII are the brightest we observed, reaching 43 Crab. The flares occurred isolated (e.g. III, IV, VI) as well as in groups with peak-to-peak intervals as short as 22 min (Va, Vb). The flares lasted 0.4–2.4 h, except for peaks IV and XIII. The former shows a rather broad profile and has multiple peaks. This event lasted 4.8 h in total and is the longest flare of our observation. The latter reached about 40 Crab. The peak itself lasted about 1.5 h, but was preceded by a  $\sim 3$  h long, 3 Crab plateau seen only above 13 keV. It was followed by flares XIV and XV, which show decreasing peak values.

<sup>1</sup> The ISGRI/20–40 keV CR of the Crab is 165 cts/s  $\Leftrightarrow F_{20-40 \text{ keV}} = 8 \times 10^{-9}$  erg/cm<sup>2</sup>/s for a power-law spectrum with  $\Gamma = 2.1$  and a normalization of 10 ph/cm<sup>2</sup>/s at 1 keV.

<sup>2</sup> V and XII contain two distinct events that are hardly distinguishable in Fig. 1. They appear under the same label in Fig. 1 (to keep it clear), and are named with a/b sub-labels in the text and Table 1.

J. Rodriguez et al.: Correlated X/γ-ray/optical flaring in V404



**Fig. 2.** V-band (green), 3–13 keV (red), and 20–40 keV (blue) LCs around flares I a) and X b). The *insets* show the cross-correlation functions of the 3–13 keV (red) and 20–40 keV (blue) vs. the optical LCs over the same time intervals as the LCs. The dashed vertical lines represent the 0 lag level.

The 3–13/20–40 keV softness ratio (SR, Fig. 1, right) shows that the strong variability of the source is associated with variations of SR from  $\sim 0.03$  to  $\sim 1.3$  corresponding to  $\Gamma = 0.1$ – $2.5$  in simulated JEM-X/ISGRI power-law spectra. SR  $\sim 0.6$  corresponds to  $\Gamma = 2.0$ . Strong spectral variations are visible in the off-flare intervals (Fig. 1, right). All the flares are hard, and all have SR  $< 0.4$  ( $\Leftrightarrow \Gamma < 1.8$ ).

#### 4. Optical vs. X-ray behaviour

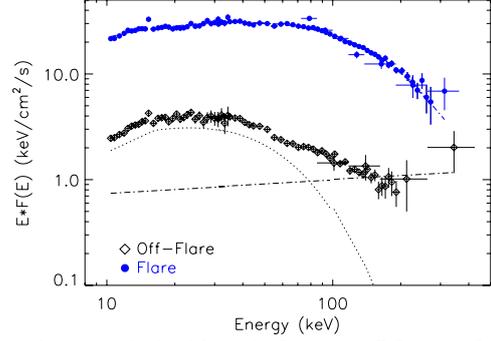
The comparison of the optical (OMC) and X-ray (JEM-X1 and ISGRI) LCs shows a non-trivial relationship. Significant flaring activity is evident in the V band LC (Fig. 1, left), with at least 12 clear flares. The optical flare typically lasted 0.24–2.5 h. While some events occurred in simultaneity with X-ray flares, the optical emission was delayed with respect to the X-rays in other cases. Figure 2 shows typical examples of these different behaviours. The cross-correlation function (ccf) between the X-ray and optical emission confirms the absence of lags for some of the flares (e.g. flare I, which causes the peak at 0 in the ccf of Fig. 2a), and delayed optical emission from 1.5 min to 20–30 min is seen in others. The ccf of Fig. 2b shows an example of a  $\sim 3$  min lag, while the ccf of Fig. 2a (in addition to showing the simultaneity of peak I and its optical counterpart) shows lag at 20–30 min, representing the delay between the small X-ray flares preceding peak I (around MJD 53 193.9) and the subsequent optical flare (around MJD 53 193.92). Because of the time resolution of OMC, however, lags shorter than 1 min cannot be measured with our data, and additional lags of the order of seconds are not excluded.

While most of the flares show a fast rise similar to the flares observed in X-rays, the two optical events occurring close to X-ray peaks IV and XIII seem to be exceptional. All other flares show fast rises ( $\leq 1$  h), but these two events have slower rises (about 10 and 4 h, respectively), and are both coincident with hard plateaus that precede the X-ray peaks.

#### 5. Spectral analysis

We accumulated spectra from the brightest flares (CR  $> 1000$  cts/s) and the off-flare intervals (CR  $< 165$  cts/s). In the latter case we also only retained the hard intervals (SR  $< 0.6$ ) in order to exclude the softening visible after MJD 57 197.9 (Fig. 1). The resulting  $\nu$ - $f_\nu$  spectra are plotted in Fig. 3.

The off-flare spectrum is well fitted ( $\chi^2_\nu = 1.2$ , 66 degrees of freedom, d.o.f.) by a model consisting of a power law with a high-energy cut-off dominating at 10–100 keV plus an additional power law dominating above 100 keV. The former component



**Fig. 3.**  $\nu$ - $f_\nu$  spectra obtained from the fits to the off-flare and flare intervals. The lines represent the spectral components used for the fits.

has  $\Gamma = 1.0^{+0.3}_{-0.4}$ ,  $E_{\text{cut}} = 16^{+4}_{-2}$  keV,  $E_{\text{fold}} = 23 \pm 5$  keV, the latter has  $\Gamma = 1.9^{+0.2}_{-0.3}$  ( $\Gamma$  is the photon index defined as  $N(E) \propto E^{-\Gamma}$ ). Normalization constants were included to account for potential cross-calibration issues or differences in the effective exposures (deadtime corrections, telemetry drop out). When set to 1 for ISGRI, we obtain  $\sim 1.9$  for SPI and  $\sim 0.6$  for JEM-X1. The 20–400 keV (ISGRI) flux is  $\sim 10^{-8}$  erg/cm<sup>2</sup>/s, and the above model leads to an extrapolated 0.1–10<sup>5</sup> keV flux  $\sim 3.8 \times 10^{-8}$  erg/cm<sup>2</sup>/s, that is, about 2%  $L_{\text{Edd}}$  for a  $9 M_\odot$  BH.

The flare spectrum is well represented ( $\chi^2_\nu \sim 0.9$ , 78 d.o.f.) by a single cut-off power law with  $\Gamma = 1.54 \pm 0.06$ ,  $E_{\text{cut}} = 14.0^{+2.8}_{-3.3}$  keV,  $E_{\text{fold}} = 87^{+4}_{-5}$  keV. An extra power-law component is not statistically required according to an F-test. The normalization constants are both close to 1.1. The 20–400 keV (ISGRI) flux is  $\sim 10^{-7}$  erg/cm<sup>2</sup>/s, which leads to an extrapolated 0.1–10<sup>5</sup> keV flux  $\sim 3 \times 10^{-7}$  erg/cm<sup>2</sup>/s, or about 20%  $L_{\text{Edd}}$  for a  $9 M_\odot$  BH.

#### 6. Discussion

Over the four days covered by our INTEGRAL ToO, V404 showed a high level of emission with sporadic flares with a maximum 20–40 keV dynamical range of 940 (flare XVI). During its flares, V404 became the brightest X-ray object in the sky. In the hard off-flare state the spectral analysis shows two spectral components: a cut-off power law typically attributed to thermal Comptonization and an extra power law at energies beyond 100 keV. Hard tails have now been seen in a large number of systems (e.g. GRS 1915+105, *Swift* J1753.5–0127, GX 339–4, or Cyg X-1, Rodriguez et al. 2008b, 2015b; Tomsick et al. 2015; Joinet et al. 2007), and their origin is still highly debated, although a compact jet origin is favoured in the case of Cyg X-1 (e.g. Russell & Shahbaz 2014; Rodriguez et al. 2015b). It is interesting that the flaring activity seems primarily due only to spectral variations of the cut-off power law. We estimate an integrated luminosity  $L \sim 0.2 L_{\text{Edd}}$  for the  $>6$  Crab flares. This is a lower limit to the maximum luminosity reached at the peak of the brightest flares. First because we averaged the data, without isolating the brightest portions of the flares. Moreover, we did not consider all the contributions below 10 keV (disk, jet) that can provide a significant fraction of the bolometric luminosity. Assuming a simple scaling between the CR and  $L_{\text{Edd}}$  with a constant shape for the variable component between the off-flare hard state and the flares, we conclude that all peaks with CR  $\geq 3000$  cts/s ( $\sim 18$  Crab) (flares III, IV, Va,b, VIII, X, XI, XIIa,b, XIII and XIV, Fig. 1) reached  $\sim L_{\text{Edd}}$ .

The optical activity is also highly variable and shows flares (Figs. 1 and 2). Some optical flares occur in conjunction with the X-rays, while other activity periods show delays (Fig. 2). The first specific length scale of this system is the separation

between the BH and the companion: using the system parameters from Sect. 1 and a  $9 M_{\odot}$  BH, we estimate  $\sim 2.2 \times 10^{12}$  cm or  $\sim 75$  light seconds. Hence, when no delay between the optical and the X-rays is observed (e.g. flare I in Fig. 2a), the mechanism producing the optical emission could be related to X-ray reprocessing, either by an accretion disk or by the companion. The maximum delays expected would be around 60 s (outer disk), and  $\lesssim 150$  s (companion located at superior conjunction).

Optical lags  $\geq 10$  min could be related to variable jet properties, either as their intrinsic synchrotron emission, or from their interaction with the surrounding medium. Radio and millimeter (mm) flaring activity ascribed to discrete ejections has been reported during this outburst (e.g. Sivakoff et al. 2015; Mooley et al. 2015; Tetarenko et al. 2015b). Delays between X-rays and longer wavelengths are expected in the case of adiabatically expanding ejecta (van der Laan 1966; Mirabel et al. 1998), and Tetarenko et al. (2015b) reported a mm peak on MJD 57 195.548, about 26 min after the MJD 57 195.53 X-ray event (a  $< 6$  Crab flare that occurred slightly after flare XII). Interestingly, this delay also corresponds to the time scale of the mm flare increase (Tetarenko et al. 2015b), which renders the mm compatible with being causally related to the X-ray flare. As in other well-known sources, e.g. XTE J1550–564, GRO J1655–40, GRS 1915+105 (Fender 2006), discrete ejections may be causally connected to the X-ray activity in V404.

V404 reached maximum absolute peak intensities that are rather usual during outbursts of microquasars. If V404 was at 10 kpc, the maximum peak intensity would have been 2.5 Crab, a value similar to the aforementioned other microquasars during their brightest outburst(s) (e.g. Remillard & McClintock 2006). Short recurrent (multi-wavelength) flares have been seen only in GRS 1915+105 (e.g. Greiner et al. 1996), however, and in V404 the flaring activity similarly recurs on time scales as short as 22 min. Some of the V404 optical flares lag  $\geq 20$  min behind the X-rays (Fig. 2a), and similar lags are also seen at mm-radio wavelengths. This may resemble the correlated X-ray/infrared/radio oscillations also referred to as 30-min cycles of GRS 1915+105 (e.g. Fender & Pooley 1998; Mirabel et al. 1998; Rodriguez et al. 2008a). In GRS 1915+105, however, these events are associated with hard X-ray dips preceding the flares and a clear softening at the X-ray peak, marking the disappearance of the Comptonization component (Rodriguez et al. 2008b). V404, in contrast, remains hard even in the flaring states (Fig. 1), indicating that a different mechanism is responsible for the X-ray flaring (similar results were obtained from the 1989 outburst, e.g. Życki et al. 1999). One tempting possibility would be that the high-energy flares are direct boosted emission from a jet (blazar-like configuration). This would imply a jet axis not perpendicular to the orbital plane. Misaligned jets have been seen in GRO J1655–40 and V4641 Sgr (Maccarone 2002, and references therein). In the former, a rather modest Lorentz factor  $\gamma \sim 2.5$  implies weak relativistic boosting (Hjellming & Rupen 1995). In the latter,  $\gamma$  ranges from 10 up to 17, and the angle between the jet axis and the orbital plane normal is as high as  $50^\circ$  (Maccarone 2002, and references therein). Significant Doppler boosting is expected in this case.

Życki et al. (1999) argued that the spectral and intensity variability seen with Ginga in 1989 could be due to the evolution of a heavily absorbing medium. However, even with  $N_{\text{H}} \gtrsim 10^{24}$  cm $^{-2}$  (Życki et al. 1999), the activity above 20 keV is not affected by absorption, and hence the absorber alone cannot be responsible for the strong variability we observe. The

high-energy flares could be due to the shock of the relativistic jets with the dense ambient medium. Then optically thin synchrotron emission would be expected at X-ray energies, while our analysis favours thermal Comptonization. More simultaneous multi-wavelength observations will help distinguish these different possibilities.

*Acknowledgements.* We warmly thank the referee for the useful report that helped us to improve the quality of this paper. We also thank the INTEGRAL teams and planners for their prompt reaction and the scheduling of these observations. J.R., M.C., S.C. acknowledge funding support from the French Research National Agency: CHAOS project ANR-12-BS05-0009 (<http://www.chaos-project.fr>), and from the UnivEarthS Labex program of Sorbonne Paris Cité (ANR-10-LABX-0023 and ANR-11-IDEX-0005-02). XLZ acknowledges funding through DLR 50 OG 1101. M.G.H.K. was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft under DFG project number PR 569/10-1 in the context of the Priority Program 1573 Physics of the Interstellar Medium. This work was supported by NASA through the Smithsonian Astrophysical Observatory (SAO) contract SV3-73016 for the Chandra X-Ray Center and Science Instruments. R.D. and X.L.Z. acknowledge support through the Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) 50 OG 1101. O.M.C. activities are supported by Spanish MINECO grant ESP2014-59789-P. This study is based on observations made with INTEGRAL, an ESA project with instruments and science data centre funded by ESA member states, Poland and with the participation of Russia and the USA.

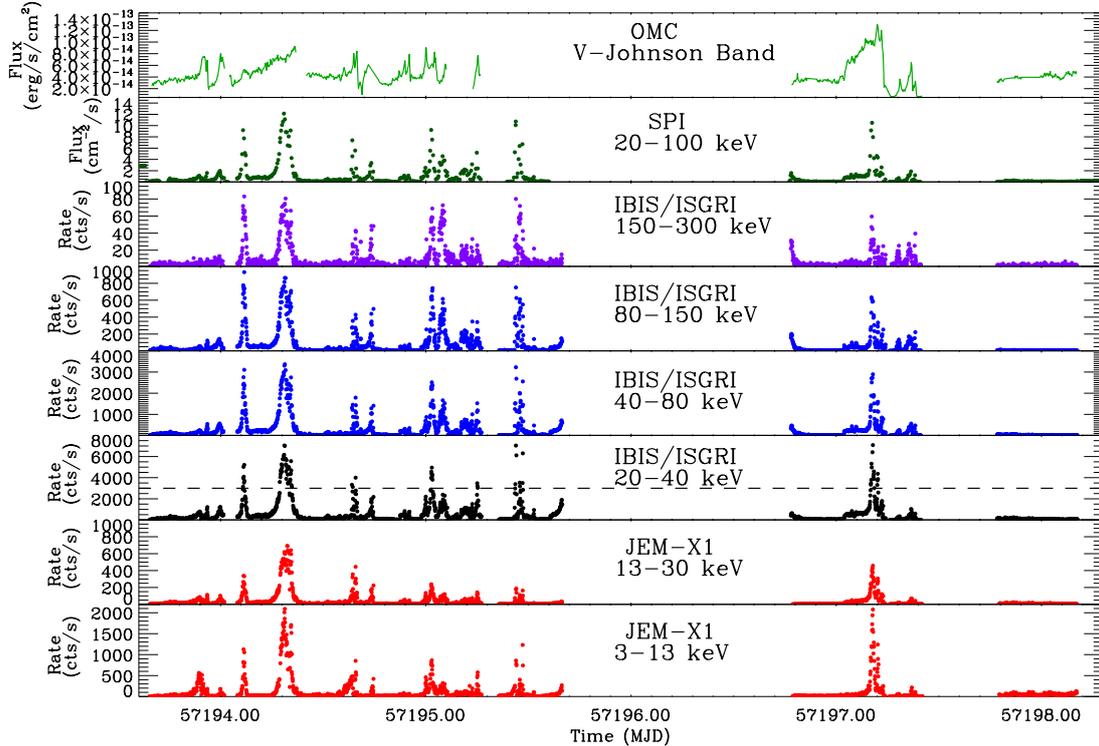
## References

- Barthelmy, S. D., D’Ai, A., D’Avanzo, P., et al. 2015, *GRB Coordinates Network*, 17929, 1
- Casares, J., & Charles, P. A. 1994, in *The Evolution of X-ray Binaries*, eds. S. Holt, & C. S. Day, *AIP Conf. Ser.*, 308, 107
- Casares, J., Charles, P. A., & Naylor, T. 1992, *Nature*, 355, 614
- Corbel, S., Koerding, E., & Kaaret, P. 2008, *MNRAS*, 389, 1697
- Domingo, A., Alfonso-Garzon, J., Mas-Hesse, J. M., Rodriguez, J., & Bel, M. C. 2015, *ATel*, 7717, 1
- Fender, R. 2006, in *Compact stellar X-ray sources* (Cambridge, UK: Cambridge University Press), 381
- Fender, R. P., & Pooley, G. G. 1998, *MNRAS*, 300, 573
- Ferrigno, C., Fotopoulou, S., Domingo, A., et al. 2015, *ATel*, 7662, 1
- Greiner, J., Morgan, E. H., & Remillard, R. A. 1996, *ApJ*, 473, L107
- Hjellming, R. M., & Rupen, M. P. 1995, *Nature*, 375, 464
- Hynes, R. I., Charles, P. A., Garcia, M. R., et al. 2004, *ApJ*, 611, L125
- Joinet, A., Jourdain, E., Malzac, J., et al. 2007, *ApJ*, 657, 400
- Khargharia, J., Froning, C. S., & Robinson, E. L. 2010, *ApJ*, 716, 1105
- Kuulkers, E., Motta, S., Kajava, J., et al. 2015, *ATel*, 7647, 1
- Maccarone, T. J. 2002, *MNRAS*, 336, 1371
- Makino, F., Wagner, R. M., Starrfield, S., et al. 1989, *IAU Circ.*, 4786, 1
- Miller-Jones, J. C. A., Jonker, P. G., Dhawan, V., et al. 2009, *ApJ*, 706, L230
- Mirabel, I. F., Dhawan, V., Chaty, S., et al. 1998, *A&A*, 330, L9
- Mooley, K., Fender, R., Anderson, G., et al. 2015, *ATel*, 7658, 1
- Motta, S., Beardmore, A., Oates, S., et al. 2015, *ATel*, 7666, 1
- Munoz-Darias, T., Sanchez, D. M., Casares, J., et al. 2015, *ATel*, 7659, 1
- Negoro, H., Matsumitsu, T., Mihara, T., et al. 2015, *ATel*, 7646, 1
- Remillard, R. A., & McClintock, J. E. 2006, *ARA&A*, 44, 49
- Richter, G. A. 1989, *IBVS*, 3362, 1
- Rodriguez, J., Hannikainen, D. C., Shaw, S. E., et al. 2008a, *ApJ*, 675, 1436
- Rodriguez, J., Shaw, S. E., Hannikainen, D. C., et al. 2008b, *ApJ*, 675, 1449
- Rodriguez, J., Ferrigno, C., Cadolle Bel, M., et al. 2015a, *ATel*, 7702, 1
- Rodriguez, J., Grinberg, V., Laurent, P., et al. 2015b, *ApJ*, 807, 17
- Russell, D. M., & Shahbaz, T. 2014, *MNRAS*, 438, 2083
- Shahbaz, T., Ringwald, F. A., Bunn, J. C., et al. 1994, *MNRAS*, 271, L10
- Sivakoff, G. R., Tetarenko, A., & Miller-Jones, J. C. 2015, *ATel*, 7671, 1
- Strong, A. W., Diehl, R., Halloin, H., et al. 2005, *A&A*, 444, 495
- Terada, K., Miyamoto, S., Kitamoto, S., & Egoshi, W. 1994, *PASJ*, 46, 677
- Tetarenko, A., Sivakoff, G. R., Gurwell, M. A., et al. 2015a, *ATel*, 7661, 1
- Tetarenko, A., Sivakoff, G. R., Young, K., Wouterloot, J. G. A., & Miller-Jones, J. C. 2015b, *ATel*, 7708, 1
- Tomsick, J. A., Rahoui, F., Kolehmainen, M., et al. 2015, *ApJ*, 808, 85
- Tsubono, K., Aoki, T., Asuma, K., et al. 2015, *ATel*, 7701, 1
- van der Laan, H. 1966, *Nature*, 211, 1131
- Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L1
- Xie, F.-G., Yang, Q.-X., & Ma, R. 2014, *MNRAS*, 442, L110
- Życki, P. T., Done, C., & Smith, D. A. 1999, *MNRAS*, 309, 561

J. Rodriguez et al.: Correlated X/ $\gamma$ -ray/optical flaring in V404**Table 1.** List of the  $>6$  Crab flares and their main properties.

Name	Start <sup>a</sup> (MJD)	Peak time (MJD)	Stop <sup>a</sup> (MJD)	CR <sub>3–13 keV</sub> <sup>b</sup> (cts/s)	CR <sub>20–40 keV</sub> <sup>b</sup> (cts/s)	Properties <sup>c</sup>
I	57 193.9217	57 193.9356	57 193.9402	184	1215	Multiple
II	57 193.9703	57 193.9981	57 194.0827	181	1234	Multiple
III	57 194.0827	57 194.1152	57 194.1428	1055	5209	Complex
IV	57 194.2232	57 194.3107	57 194.3938	2010	7040	Isolated/Complex
Va <sup>d</sup>	57 194.6273	57 194.6399	57 194.6521	473 <sup>e</sup>	3328	Multiple/Complex, preceded by plateau
Vb <sup>d</sup>	57 194.6521	57 194.6579	57 194.6708	852	3999	Multiple/Complex
VI	57 194.6960	57 194.7346	57 194.7473	129	1974	Isolated/Complex
VII	57 194.9788	57 194.9996	57 195.0089	459	2200	Multiple/Complex
VIII	57 195.0089	57 195.0293	57 195.0501	865	4950	Multiple/Complex
IX	57 195.0582	57 195.0826	57 195.1095	320	2386	Multiple/Complex
X	57 195.2318	57 195.2503	57 195.2712 <sup>f</sup>	577 <sup>g</sup>	3472	Multiple, preceded by succession of $\sim 6$ Crab peaks
XI	57 195.4294	57 195.4388	57 195.4450	857	7036	Multiple
XIIa <sup>d</sup>	57 195.4450	57 195.4573	57 195.4665	401	3525	Multiple/Complex
XIIb <sup>d</sup>	57 195.4665	57 195.4723	57 195.4841	1231	6299	Multiple, followed by plateau
XIII	57 197.1373	57 197.1785	57 197.1924	2076	7081	Multiple, preceded by plateau
XIV	57 197.1924	57 197.2020	57 197.2067	1240	4368	Multiple
XV	57 197.2124	57 197.2228	57 197.2310	210	1793	Multiple/Complex
XVI	57 197.3450	57 197.3647	57 197.3705	151	1036	Isolated

**Notes.** MJD 57 193 is 2015 June 20. <sup>(a)</sup> Start (resp. stop) time of a flare is defined as the time 20–40 keV CR reaches 165 cts/s (1 Crab) during the increase (resp. decrease), or by the minimum reached before (resp. after) the increase (decrease) for multiple flares. The uncertainty on the times is  $\pm 6 \times 10^{-4}$  d. <sup>(b)</sup> Count rates at the peaks. <sup>(c)</sup> “Multiple” stands for series of well-defined flares occurring in rapid repetition. “Complex” stands for flares showing various peaks. “Plateau” indicates a  $>1$  Crab plateau. <sup>(d)</sup> These peaks appear as single peaks in Fig. 1. They are in fact true multiples. <sup>(e)</sup> The 3–13 keV peak time occurred about 200 s before the 20–40 keV one, indicating a potential hard lag. <sup>(f)</sup> Data gap at the end of the flare. The stop time is the last point before the gap. <sup>(g)</sup> The 3–13 keV peak time occurred about 200 s after the 20–40 keV one, indicating a potential soft lag.



**Fig. 4.** INTEGRAL LCs of V404 over our  $\sim 4$ -day-long observations. All spectral domains considered for the LC extraction are shown here. The dashed line in the 20–40 keV panel represents the approximate level of  $L_{\text{Edd}}$  we estimated. MJD 57 193 is 2015 June 20.



**First detection in gamma-rays of a young radio galaxy :  
*Fermi*-LAT observations of the compact symmetric ob-  
ject PKS 1718–649**

**A.7**

Publication parue dans la revue *The Astrophysical Journal Letters* (Migliori et al., 2016).





FIRST DETECTION IN GAMMA-RAYS OF A YOUNG RADIO GALAXY: *FERMI*-LAT OBSERVATIONS OF THE COMPACT SYMMETRIC OBJECT PKS 1718–649

G. MIGLIORI<sup>1</sup>, A. SIEMIGINOWSKA<sup>2</sup>, M. SOBOLEWSKA<sup>2,3</sup>, A. LOH<sup>1</sup>, S. CORBEL<sup>1,4</sup>, L. OSTORERO<sup>5</sup>, AND Ł. STAWARZ<sup>6</sup>  
<sup>1</sup>Laboratoire AIM (CEA/IRFU—CNRS/INSU—Université Paris Diderot), CEA DSM/SAP, F-91191 Gif-sur-Yvette, France; [giulia.migliori@cea.fr](mailto:giulia.migliori@cea.fr)  
<sup>2</sup>Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA  
<sup>3</sup>Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Bartycka 18, 00-716 Warsaw, Poland  
<sup>4</sup>Station de Radioastronomie de Nançay, Observatoire de Paris, CNRS/INSU, Univ. Orléans, F-18330 Nançay, France  
<sup>5</sup>Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Torino and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), Via P. Giuria 1, I-10125 Torino, Italy  
<sup>6</sup>Astronomical Observatory, Jagiellonian University, ul. Orla 171, 30-244 Kraków, Poland  
Received 2016 March 24; revised 2016 April 5; accepted 2016 April 6; published 2016 April 20

ABSTRACT

We report the  $\gamma$ -ray detection of a young radio galaxy, PKS 1718–649, belonging to the class of compact symmetric objects (CSOs), with the Large Area Telescope (LAT) on board the *Fermi* satellite. The third *Fermi* Gamma-ray LAT catalog (3FGL) includes an unassociated  $\gamma$ -ray source, 3FGL J1728.0–6446, located close to PKS 1718–649. Using the latest Pass 8 calibration, we confirm that the best-fit  $1\sigma$  position of the  $\gamma$ -ray source is compatible with the radio location of PKS 1718–649. Cross-matching of the  $\gamma$ -ray source position with the positions of blazar sources from several catalogs yields negative results. Thus, we conclude that PKS 1718–649 is the most likely counterpart to the unassociated LAT source. We obtain a detection test statistics  $TS \sim 36$  ( $>5\sigma$ ) with a best-fit photon spectral index  $\Gamma = 2.9 \pm 0.3$  and a 0.1–100 GeV photon flux density  $F_{0.1-100 \text{ GeV}} = (11.5 \pm 0.3) \times 10^{-9} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . We argue that the linear size ( $\sim 2 \text{ pc}$ ), the kinematic age ( $\sim 100$  years), and the source distance ( $z = 0.014$ ) make PKS 1718–649 an ideal candidate for  $\gamma$ -ray detection in the framework of the model proposing that the most compact and the youngest CSOs can efficiently produce GeV radiation via inverse-Compton scattering of the ambient photon fields by the radio lobe non-thermal electrons. Thus, our detection of the source in  $\gamma$ -rays establishes young radio galaxies as a distinct class of extragalactic high-energy emitters and yields a unique insight on the physical conditions in compact radio lobes interacting with the interstellar medium of the host galaxy.

*Key words:* galaxies: active – galaxies: individual (PKS 1718, 649) – galaxies: jets – gamma rays: galaxies – radiation mechanisms: non-thermal

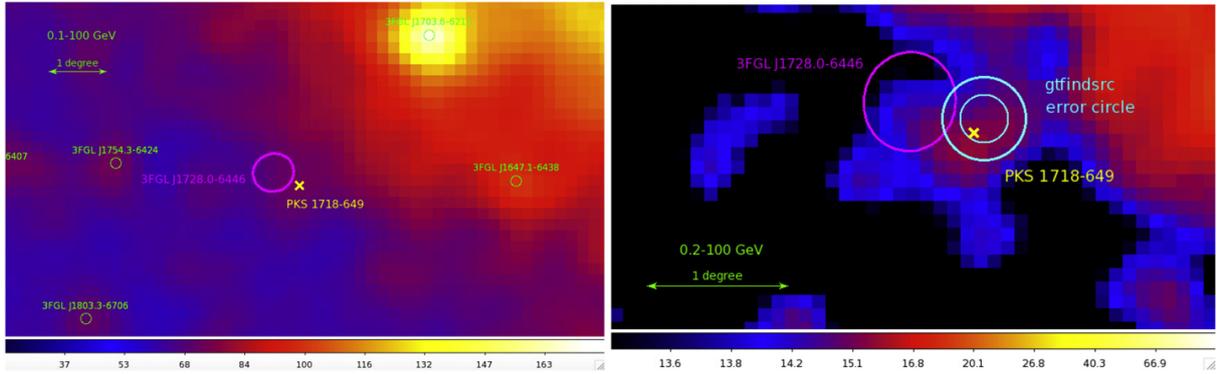
1. INTRODUCTION

The radio-loud active galactic nuclei (RL AGNs) constitute nearly 60% of all the  $\gamma$ -ray sources detected in the first four years of the all-sky survey of the Large Area Telescope (LAT) on board the *Fermi* satellite and are listed in the Third *Fermi* Gamma-ray LAT catalog (3FGL; Acero et al. 2015). The overwhelming majority (98%) of the RL AGNs in the 3FGL have been classified as blazars, i.e., AGNs with relativistic jets oriented close to the line of sight of the observer (see the Third LAT AGN Catalog, 3LAC; Ackermann et al. 2015). The remaining 2% of the LAT AGNs includes mostly radio galaxies whose jets point away from the observer, the so-called misaligned AGNs (MAGNs; Abdo et al. 2010a), and a few AGNs of other types (see Massaro et al. 2015 for a review). About one-third of the 3FGL sources is still unidentified (1010 over 3033), and it is among them that we may expect to discover new classes of  $\gamma$ -ray emitters.

In blazars, Doppler-boosted  $\gamma$ -ray emission is produced in a compact, relativistically moving jet region close to the AGN. The origin of the emission detected by *Fermi*-LAT in MAGNs is less clear (Abdo et al. 2010a, Kataoka et al. 2011), and models of stratified jets or extended emitting regions have been considered. So far, given the point-spread function (PSF) of *Fermi*-LAT, Centaurus A remains the only radio galaxy in the 3FGL associated with a  $\gamma$ -ray component that clearly extends beyond the central nuclear region and contributes more than  $\sim 50\%$  of the total  $\gamma$ -ray flux (Abdo et al. 2010b). This extended  $\gamma$ -ray emission spatially coincides with the giant radio lobes of

Centaurus A, and it is consistent with inverse Comptonization (IC) of the relic cosmic microwave background (CMB) radiation. In Centaurus A, the detection and imaging of the diffuse  $\gamma$ -ray emission, which is isotropic and not boosted by relativistic effects, is likely possible because of the source physical extension ( $\sim 600 \text{ kpc}$ ) and proximity (distance of  $\sim 3.6 \text{ Mpc}$ ).

Compact radio sources with radio structures fully contained within the central regions of their host galaxies ( $< 1 \text{ kpc}$ ) are thought to be the progenitors of the large-scale radio galaxies (lobes' linear sizes of tens to hundreds of kiloparsecs). The initial stage of the radio source growth is represented by compact symmetric objects (CSOs) with sub-kiloparsec-scale structures, symmetric radio morphologies, total radio emission dominated by the mini-lobes, and kinematical ages smaller than a few thousand years (review by Orienti 2016). CSOs belong to the spectral class of gigahertz-peaked spectrum (GPS) radio galaxies, characterized by a stable, convex radio spectrum peaking at GHz frequencies (see O'Dea 1998 for a review). Some theoretical models predict that CSOs should be relatively strong  $\gamma$ -ray emitters as their compact radio lobes contain copious amount of highly relativistic particles and are embedded in an environment rich in low-energy photons (see Stawarz et al. 2008; Ostorero et al. 2010). During the initial phase of expansion, the lobes could be the sites of production of bremsstrahlung  $\gamma$ -ray emission potentially detectable by *Fermi*-LAT (Kino et al. 2009). The radio lobes are expanding at sub-relativistic velocities; therefore, the  $\gamma$ -ray emission is expected to be isotropic and steady on short timescales (up to



**Figure 1.** Left: *Fermi*-LAT 0.1–100 GeV count map of the sky centered on the radio position of PKS 1718–649 (yellow cross). The pixel size is 0.2 degrees/pixel. The magenta ellipse gives the uncertainty position (95% confidence level) of 3FGL J1728.0–6446 reported in the 3FGL. Field  $\gamma$ -ray sources in the 3FGL are indicated with green circles. Right: zoom on the PKS 1718–649 region at  $>200$  MeV energies. The pixel size is 0.1 degrees/pixel. The cyan circles correspond to the *gtfndsrc* best-fit position (68% and 95% confidence levels).

months/years). However, detections of the  $\gamma$ -ray emission from young radio sources have been so far elusive even with *Fermi* (Migliori et al. 2014; D’Ammando et al. 2016).

In this Letter, we report for the first time the detection with *Fermi*-LAT of  $\gamma$ -ray emission from the nearby ( $z = 0.014$ ) GPS radio galaxy PKS 1718–649 (Tingay et al. 2015 and references therein). The double-lobed, compact ( $\sim 2$  pc) radio morphology of PKS 1718–649 and its estimated age ( $t_{\text{age}} \sim 100$  years; Giroletti & Polatidis 2009) make this source one of the youngest in the class of CSOs. Throughout the Letter we assume a  $\Lambda$ CDM cosmology with  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_M = 0.3$ , and  $\Omega_\Lambda = 0.7$ .

## 2. OBSERVATIONS

PKS 1718–649 belongs to the CSO sample selected for a  $\gamma$ -ray study with *Fermi*-LAT (Migliori 2016). This initial analysis of five-year accumulation of the *Fermi*-LAT data resulted in a marginal detection ( $\approx 4\sigma$ ) of a faint  $\gamma$ -ray source at the radio position of PKS 1718–649,  $F_{0.1-100 \text{ GeV}} = (1.5 \pm 0.7) \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . The 3FGL contains an unassociated  $\gamma$ -ray source (3FGL J1728.0-6446) detected at the  $4.4\sigma$  level with a slightly different location, for which PKS 1718–649 lies just outside the 95% uncertainty radius (Figure 1, left panel; Table 2). We thus performed a new analysis to assess the significance, flux, and location of the  $\gamma$ -ray source, exploiting the improved data quality and statistics of the new Pass 8 data release.

We analyzed seven years of the *Fermi*-LAT data (observations from 2008 August 8 to 2015 August 8). We selected events of the Pass 8 (P8R2) Source class (Atwood et al. 2013) and used the adequate instrument response functions for the analysis (P8R2\_V6) and the Science Tools software package version v10r0p5. The standard event selections were applied: we used FRONT and BACK events and applied a zenith angle cut at  $90^\circ$  to eliminate Earth limb events. We made use of both the binned and unbinned analyses. Given the long computational times due to the large data set, we limited the unbinned analysis to consistency checks and, most importantly, to secure the source localization.

We first considered the 0.2–100 GeV band to minimize the systematic errors and study the background contamination (Ackermann et al. 2012). Next, we increased the photon statistics by lowering the minimum energy threshold to

0.1 GeV. In the latter case, we excluded the data with the lowest quality of the reconstructed direction<sup>7</sup> ( $\text{evtype} = 56$ ) and applied a zenith angle cut at  $80^\circ$  to minimize the contribution of the background  $\gamma$ -rays from the Earth’s limb. We selected a circular region of interest (RoI) of  $15^\circ$  radius, centered on the radio position of PKS 1718–649.

The *Fermi* source model that we adopted to calculate the binned likelihood includes all the 3FGL point-like and diffuse sources within the RoI. Additionally, we included the 3FGL sources falling between  $15^\circ$  and  $25^\circ$ . In fact, due to the energy-dependent size of the *Fermi*-LAT PSF, these sources can contribute to the total counts observed within the RoI. The 3FGL only accounts for sources detected within the first four years of observations. Therefore, we carefully applied this initial model to the seven-year data set, and whenever necessary, we improved it by, e.g., adding sources that were detected in the following three years. In order to assess the fit quality, we inspected the residual maps obtained by comparing the *Fermi*-LAT count map with a count map created from the best-fit model. For example, we added a variable radio source, PKS 1824–582, located  $\sim 10^\circ.3$  from the RoI center (flaring in April 2014; ATel #6067, ATel #6076). The photon spectral indices,  $\Gamma$ , of the faintest sources within  $7^\circ$  from the RoI center were fixed to the values reported in the 3FGL. For sources located  $7^\circ$  away from the RoI center, all the spectral parameters were initially fixed to the respective 3FGL values. We opportunely modified these values, whenever the inspection of the residuals revealed a significant variation of a source (e.g., 3FGL J1703.6-6211; ATel #7330).

The emission model also accounts for the Galactic and extragalactic (and instrumental) diffuse backgrounds. We used the “mapcube” file `gll_iem_v06.fits` and the `iso_P8R2_V6_v06.txt` table to describe the emission from the Milky Way and the isotropic component, respectively.

To test the hypothesis that the  $\gamma$ -ray source reported in the 3FGL is associated with PKS 1718–649, in the model we substituted 3FGL J1728.0-6446 with a source located at the radio position of PKS 1718–649, assuming a power-law spectrum model ( $F = KE^{-\Gamma}$ ). We performed a fit of the data using the binned maximum likelihood (*glike*). The temporal

<sup>7</sup> [http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone\\_Data/LAT\\_DP.html](http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Data/LAT_DP.html).

**Table 1**  
PKS 1718–649—LAT Binned Analysis Results

Energy Band (1)	Time (2)	TS (3)	$\Gamma$ (4)	<i>Fermi</i> -LAT Flux (5)	$\text{Log}(\nu F_\nu, 1 \text{ GeV})$ (6)
7 Year Data Set					
0.1–100	54686.49–57242.49	36	$2.9 \pm 0.3$	$11.5 \pm 0.3$	$-12.4 \pm 0.1$
0.2–100	54686.49–57242.49	18.5	$2.6 \pm 0.3$	$2.1 \pm 0.8$	$-12.4 \pm 0.2$
Incremental Analysis					
0.1–100	54686.49–56147.49	15	2.9(f)	$9.8 \pm 2.8$	$-12.4 \pm 0.13$
0.1–100	54686.49–56512.49	19	2.9(f)	$9.8 \pm 2.5$	$-12.4 \pm 0.11$
0.1–100	54686.49–56877.49	28	2.9(f)	$10.9 \pm 2.3$	$-12.4 \pm 0.09$

**Note.** Columns: 1—Energy band selected for the analysis in GeV; 2—Observing time in Modified Julian Day; 3—Test statistic value; 4—Gamma-ray photon spectral index, (f) indicates fixed  $\Gamma$ ; 5—*Fermi*-LAT photon flux in the selected energy band in units of  $\times 10^{-9} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; 6—Logarithm of the flux density at 1 GeV in  $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

behavior of the source was investigated with a light curve with one-year time resolution, and in an incremental way, i.e., by progressively summing the years of observation. Quoted errors are at  $1\sigma$  statistical significance, if not otherwise specified.

### 3. RESULTS

The results of the binned likelihood analysis performed on the seven-year data set for the two low-energy cutoffs are shown in Table 1. The binned analysis of the 0.2–100 GeV data set yielded  $\gamma$ -ray emission detected at the PKS 1718–649 position with a test significance<sup>8</sup>  $\text{TS} = 18.5$  ( $\sigma \sim 4.3$ ), which improves over the  $\text{TS} = 14$  of our previous five-year-data analysis (Migliori 2016). We obtained an integrated source photon flux density above 0.2 GeV  $F_{0.2-100 \text{ GeV}} = (2.1 \pm 0.8) \times 10^{-9} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and a best-fit photon spectral index  $\Gamma = 2.6 \pm 0.3$ .

The results improved when the analysis was extended to the 0.1–100 GeV band. We obtained a  $\text{TS} \sim 36$  detection ( $\gtrsim 5\sigma$ ) at the location of PKS 1718–649. The best-fit photon spectral index,  $\Gamma = 2.9 \pm 0.3$ , is steeper than that measured at  $\geq 0.2 \text{ GeV}$ , but the two values are consistent within the uncertainties. As a check, we restricted the analysis to the two best-quality quartiles of the data in the PSF type partition (event types PSF2 and PSF3), i.e., the data with the best quality of the reconstructed direction of the photons. We used the Python package SummedLikelihood to combine the likelihoods of the separately analyzed (PSF2 and PSF3 type) data sets. Despite the significant cut in event number, we detected a source at the position of PKS 1718–649 with a  $\text{TS} \sim 24$  and spectral parameters consistent within the uncertainties with the 0.1–100 GeV best-fit values.

The source is not detected at a significance level exceeding  $\text{TS} = 10$  on yearly timescales. The incremental time analysis shows that the source begins to be significantly detected over 4 years. The  $\text{TS}$  value progressively increases over 5, 6, and 7 years, whereas the measured flux does not vary significantly (Table 1).

<sup>8</sup> The test statistic is the logarithmic ratio of the likelihood of a source being at a given position in a grid to the likelihood of the model without the source,  $\text{TS} = 2\log(\text{likelihood}_{\text{src}}/\text{likelihood}_{\text{null}})$  (Mattox et al. 1996).

**Table 2**  
PKS 1718–649 Gamma-Ray Best-fit Position

Source (1)	R.A. (2)	Decl. (3)	Position Uncertainty. (4)
$\gamma$ -Ray Position			
3FGL J1728.0 –6446	17 28 02.29	–64 46 23.08	$0.23 \times 0.20^{\text{a}}$ (P.A. = $79^\circ 5$ ) $0.37 \times 0.32^{\text{a}}$ (P.A. = $79^\circ 5$ )
<i>gfindsrc</i> best fit position	17 22 57.60	–64 54 24.48	$0.18^{\text{b}}$ $0.31^{\text{b}}$
Radio Position			
PKS 1718–649	17 23 41.0	–65 00 36.6	$0.0020 \times 0.00095^{\text{c}}$

**Notes.** Columns: 1—Source; 2 and 3—Source coordinates (R.A. in hh mm ss.d) and decl. in dd mm ss.d); 4—Position uncertainty.

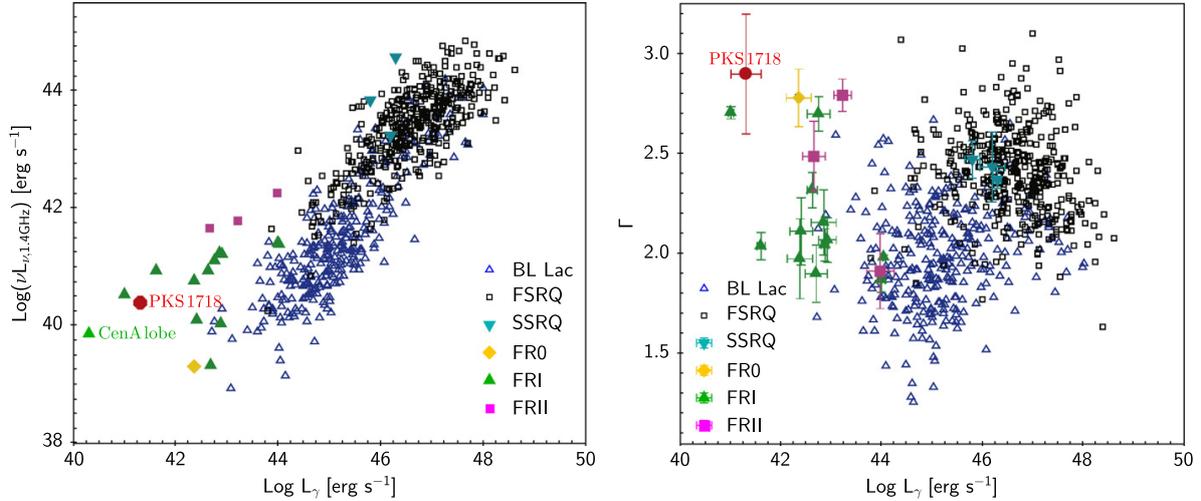
<sup>a</sup> Semimajor and semiminor axes in degrees of the ellipse uncertainty region at 68% and 95% confidence level respectively, followed by the position angle of the 95% confidence region (reported in the 3FGL).

<sup>b</sup> Uncertainty radius of the best-fit *gfindsrc* position at 68% and 95% confidence level in degrees.

<sup>c</sup> Uncertainty on the radio position in arcseconds (Johnston et al. 1995).

#### 3.1. Gamma-Ray Source Association

In order to optimize the localization of the  $\gamma$ -ray source, we ran the *gfindsrc* tool, which calculates the best  $\text{TS}$  for different positions given an initial guess (in this case, PKS 1718–649 coordinates) until the convergence tolerance for a positional fit is reached. The best-fit position and the corresponding 68% and 95% error radii are reported in Table 2. PKS 1718–649 lies within the 68% confidence radius, at a distance of  $0^\circ 13$  from the best-fit  $\gamma$ -ray position (Figure 1, right panel). We evaluated the significance of a  $\gamma$ -ray source located at the position of 3FGL J1728.0-6446 using the 0.1–100 GeV and the 0.2–100 GeV data sets, and we obtained lower  $\text{TS}$  values ( $< 4\sigma$ ) than for PKS 1718–649. Finally, we fit to the data a model with two distinct emitters located at the positions of PKS 1718–649 and 3FGL J1728.0-6446: the  $\gamma$ -ray emission in excess over the background is attributed to the former, whereas the latter has  $\text{TS} \sim 0$ .



**Figure 2.** Left: radio luminosity of the 3LAC FR I (solid, green triangles) and FR II (solid, magenta squares) radio galaxies, BL Lacs (open, open triangles), FSRQs (open, black squares), and SSRQs (cyan, solid triangles) plotted as a function of the  $\gamma$ -ray luminosity between 1 and 100 GeV. We included Tol1326-379 (solid, yellow diamond), classified as FR 0 (Grandi et al. 2015), and the  $\gamma$ -ray detected lobes of Centaurus A (the south lobe with measured  $\gamma$ -ray and 1.4 GHz fluxes; see Abdo et al. 2010b and Hardcastle et al. 2009, respectively). The position of PKS 1718–649 is indicated by the solid, red circle. Right:  $\gamma$ -ray spectral index versus 1–100 GeV luminosity. PKS 1718–649 is located in the MAGN region of the diagram, with values of  $\Gamma$  and  $L_{\gamma}$  similar to those of Centaurus A. (Sample data: courtesy of P. Grandi.)

We searched for other counterparts to the detected  $\gamma$ -ray source in catalogs and surveys of blazars and extragalactic radio sources, including the Roma BZCAT (Massaro et al. 2009), a catalog of  $\gamma$ -ray candidates among WISE sources (D’Abrusco et al. 2014), the Combined Radio All-Sky Targeted Eight GHz Survey (CRATES; Healey et al. 2009), the Parkes Catalog (Wright & Otrupcek 1990), and the Parkes-MIT-NRAO survey (PMN; Gregory et al. 1994), and found no match within the *gfndsrc* 95% error circle. At low radio frequencies (843 MHz), a query to the Sydney University Molonglo Sky Survey (SUMSS; Mauch et al. 2003) returned 15 radio sources within the error circle. However, PKS 1718–649 is: (1) the brightest source at 843 MHz, with a flux density  $F_{843 \text{ MHz}} = (3.7 \pm 0.1) \text{ Jy}$ ; (2) the only source reported in the high radio frequency catalogs, with a detection at 5.0 and 8.4 GHz, and a counterpart in the Two Micron All Sky Survey (2MASS; Skrutskie et al. 2006). For the remaining 14 SUMSS sources, the flux faintness (only three of them have 843 MHz fluxes in the 100–200 mJy range), non-detection at the higher frequencies, and lack of a 2MASS counterpart strongly disfavor the identification with an extragalactic, flat-spectrum radio source. We concluded that there are no evident blazar candidates in the 95% error circle of the  $\gamma$ -ray source.

#### 4. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

Our analysis of the seven-year *Fermi*-LAT data resulted in a  $>5\sigma$  detection of the  $\gamma$ -ray source 3FGL J1728.0–6446, which had no association in the 3FGL catalog. Based on our revised best-fit  $\gamma$ -ray position and the analysis of nearby sources, we concluded that this source is most likely the  $\gamma$ -ray counterpart to PKS 1718–649, a young radio galaxy classified as CSO. This represents the first significant ( $>5\sigma$ )  $\gamma$ -ray detection of a bona fide CSO, and it may provide us with important insights on the nature of the high-energy emission observed in young radio sources.

We compared the  $\gamma$ -ray properties of PKS 1718–649 with those of blazars and MAGNs from the clean 3LAC sample. We considered only blazars with known redshift and classified them as either flat-spectrum radio quasars (FSRQs) or BL Lac objects. The MAGN sample includes steep-spectrum radio quasars (SSRQs), Fanaroff–Riley (FR) type I and type II radio galaxies (Fanaroff & Riley 1974) detected by *Fermi*-LAT<sup>9</sup>, and Tol1326-379, the only FR 0 radio galaxy<sup>10</sup> associated with a  $\gamma$ -ray source (Grandi et al. 2015). Figure 2 shows the position occupied by PKS 1718–649 in the radio (1.4 GHz rest frame) versus  $\gamma$ -ray (integrated above 1 GeV) luminosity plot (left panel). The 1.4 GHz luminosity of PKS 1718–649 was calculated from the ATCA flux,  $F_{1.4 \text{ GHz}} = 3.98 \text{ Jy}$  (Maccagni et al. 2014). The source is located in the low radio and  $\gamma$ -ray luminosity region occupied by MAGNs.

The position of PKS 1718–649 in the  $\Gamma$  versus  $L_{\gamma}$  plot also supports a non-blazar origin of its  $\gamma$ -ray emission: the source occupies the upper left corner, well separated from the blazar sources (Figure 2, right panel). It is interesting to note that its  $\gamma$ -ray luminosity and photon index are similar to those characterizing the giant lobes of Centaurus A (labeled in Figure 2).

Stawarz et al. (2008) proposed a dynamical–radiative model of young radio sources, where the  $\gamma$ -ray emission is produced via IC of circumnuclear (IR-to-UV) photon fields off relativistic electrons in compact, expanding lobes. The level of the non-thermal high-energy emission predicted by the model depends on several source parameters, such as the kinetic jet power, the accretion disk luminosity, and the lobes’ compactness: sources with linear sizes  $<100 \text{ pc}$  and jet powers of  $\gtrsim 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$  could reach  $\gamma$ -ray luminosities of the order of

<sup>9</sup> For completeness, we added 3C 111 (Grandi et al. 2012), and Cen B (Katsuta et al. 2013), excluded from the clean 3LAC sample because of their low Galactic latitudes, and 3C 120 (Tanaka et al. 2014; Casadio et al. 2015).

<sup>10</sup> FR 0 have radio linear sizes  $LS \lesssim 10 \text{ kpc}$ , radio core powers similar to those of FR 1s, and a strong deficit of the corresponding extended radio emission (Baldi et al. 2015).

$10^{44}$  erg  $s^{-1}$  or larger (see also Orienti et al. 2011; D’Ammando et al. 2016). The CSO PKS 1718–649 represents an ideal candidate to test this model, due to its linear size of only  $\sim 2$  pc and proximity (luminosity distance of 60.4 Mpc). The symmetric radio morphology of PKS 1718–649 suggests that we are observing the source at a large inclination angle, ruling out a  $\gamma$ -ray contribution of the boosted jet emission. The steady flux detected with *Fermi*-LAT is consistent with the  $\gamma$ -ray emission being isotropic and produced in the radio lobes expanding at a sub-relativistic velocity (Giroletti & Polatidis 2009 report a hot spot expansion velocity of  $\sim 0.07c$ ).

A detection in  $\gamma$ -rays may help us establish the nature of the X-ray emission of CSOs (Tengstrand et al. 2009; Siemiginowska et al. 2016). At the angular resolution of the current X-ray observatories, this X-ray emission is usually spatially unresolved and could be a superposition of several distinct components, including that of the disk–corona system and IC emission of the infrared photons of the putative torus off the lobes’ electrons (Ostorero et al. 2010). However, a proper test of the above models requires a comparison of the predicted broadband spectral energy distribution with the available multiwavelength data (see Ostorero et al. 2010; Migliori et al. 2012). This is beyond the scope of this Letter and will be discussed in a forthcoming paper.

Is PKS 1718–649 an isolated case or could we expect an increase of the detections of CSOs in  $\gamma$ -rays? So far,  $\gamma$ -ray searches of young radio sources have not provided other significant detections (Migliori et al. 2014; D’Ammando et al. 2016). The 3FGL contains three  $\gamma$ -ray sources tentatively identified as compact steep-spectrum (CSS) radio sources (i.e., sources that likely are more evolved than CSOs): 3C 84 (Kataoka et al. 2010; Dutson et al. 2014), 3C 286, and 4C +39.23B (whose  $\gamma$ -ray association is however doubtful). These are recurrent or restarted radio sources with complex radio morphologies and multiple pairs of lobes on various linear scales. A CSO classification has been proposed for three other  $\gamma$ -ray sources: 4C+55.17 ( $\tau = 0.896$ ; McConville et al. 2011), PMN J1603–4904 ( $\tau = 0.232$ ; Müller et al. 2014, 2015; Goldoni et al. 2016), and PKS 1413+135 ( $\tau = 0.247$ ; Gugliucci et al. 2005). They show the evidence of a CSO-like morphology of the inner radio structures and the absence of the  $\gamma$ -ray and radio variability typically observed in blazars. Differently from PKS 1718–649, all these sources are located at relatively high redshifts and display high  $\gamma$ -ray fluxes with hard spectra. If their  $\gamma$ -ray emission is produced in the lobes and is thus isotropic, the mechanism producing it must be extremely efficient.

Other “ $\gamma$ -ray-emitting CSOs” might be hiding among the large number of unidentified 3FGL  $\gamma$ -ray sources. If this were the case, it would be crucial to define an efficient strategy to unveil them. The example of PKS 1718–649 suggests that a detection in  $\gamma$ -rays is the most feasible for the most compact and nearby CSOs. On the other hand, no detection was reported for another very compact and nearby ( $z = 0.076$ ) CSO, OQ 208 (Orienti et al. 2011; D’Ammando et al. 2016), implying that additional key parameters may play a role. However, given its redshift, OQ 208 would appear a factor of  $\sim 30$  fainter than PKS 1718–649, if its intrinsic  $\gamma$ -ray luminosity were the same as that of PKS 1718–649.

We are grateful to the anonymous referee for comments that helped to improve the paper. The authors thank P. Grandi for

sharing the data of Figure 2 and J. Ballet, F. D’Ammando, and F. Massaro for useful suggestions. G.M. and S.C. acknowledge the financial support from the UnivEarthS Labex program of Sorbonne Paris Cité (ANR10LABX0023 and ANR11-DEX000502). Ł.S. was supported by Polish NSC grant DEC-2012/04/A/ST9/00083. L.O. acknowledges the grants: INFN InDark, MIUR PRIN2012 “Fisica Astroparticellare Teorica,” and “Origin and Detection of Galactic and Extragalactic Cosmic Rays” from UniTo and Compagnia di San Paolo. This research is funded in part by NASA contract NAS8-39073. Partial support was provided by the *Chandra* grants GO4-15099X and GO0-11133X.

## REFERENCES

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010a, *ApJ*, 720, 912  
 Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, *Sci*, 328, 725  
 Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2015, *ApJS*, 218, 23  
 Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2012, *ApJS*, 203, 4  
 Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., et al. 2015, *ApJ*, 810, 14  
 Atwood, W., Albert, A., Baldini, L., et al. 2013, arXiv:1303.3514  
 Baldi, R. D., Capetti, A., & Giovannini, G. 2015, arXiv:1510.04272  
 Buson, S. 2014, *ATel*, 6067, 1  
 Casadio, C., Gómez, J. L., Grandi, P., et al. 2015, *ApJ*, 808, 162  
 D’Abrusco, R., Massaro, F., Paggi, A., et al. 2014, *ApJS*, 215, 14  
 D’Ammando, F., Orienti, M., Giroletti, M. & on behalf of the Fermi Large Area Telescope Collaboration 2016, *AN*, 337, 59  
 Dutson, K. L., Edge, A. C., Hinton, J. A., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 2048  
 Edwards, P. G., Stevens, J., & Ojha, R. 2014, *ATel*, 6076, 1  
 Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. 1974, *MNRAS*, 167, 31  
 Giroletti, M., & Polatidis, A. 2009, *AN*, 330, 193  
 Goldoni, P., Pita, S., Boisson, C., et al. 2016, *A&A*, 586, L2  
 Grandi, P., Capetti, A., & Baldi, R. D. 2015, arXiv:1512.01242  
 Grandi, P., Torresi, E., & Stanghellini, C. 2012, *ApJ*, 751, L3  
 Gregory, P. C., Vavasour, J. D., Scott, W. K., & Condon, J. J. 1994, *ApJS*, 90, 173  
 Gugliucci, N. E., Taylor, G. B., Peck, A. B., & Giroletti, M. 2005, *ApJ*, 622, 136  
 Hardcastle, M. J., Cheung, C. C., Feain, I. J., & Stawarz, Ł. 2009, *MNRAS*, 393, 104  
 Healey, S. E., Romani, R. W., Taylor, G. B., et al. 2009, *yCat*, 217, 10061  
 Huchra, J. P., Macri, L. M., Masters, K. L., et al. 2012, *ApJS*, 199, 26  
 Johnston, K. J., Fey, A. L., Zacharias, N., et al. 1995, *ApJ*, 110, 880  
 Kataoka, J., Stawarz, Ł., Cheung, C. C., et al. 2010, *ApJ*, 715, 554  
 Kataoka, J., Stawarz, Ł., Takahashi, Y., et al. 2011, *ApJ*, 740, 29  
 Katsuta, J., Tanaka, Y. T., Stawarz, Ł., et al. 2013, *A&A*, 550, A66  
 Kino, M., Ito, H., Kawakatu, N., & Nagai, H. 2009, *MNRAS*, 395, L43  
 Maccagni, F. M., Morganti, R., Oosterloo, T. A., & Mahony, E. K. 2014, *A&A*, 571, A67  
 Massaro, E., Giommi, P., Leto, C., et al. 2009, *A&A*, 495, 691  
 Massaro, F., Thompson, D. J., & Ferrara, E. C. 2015, *A&ARv*, 24, 2  
 Mattox, J. R., Bertsch, D. L., Chiang, J., et al. 1996, *ApJ*, 461, 396  
 Mauch, T., Murphy, T., Buttery, H. J., et al. 2003, *MNRAS*, 342, 1117  
 McConville, W., Ostorero, L., Moderski, R., et al. 2011, *ApJ*, 738, 148  
 Migliori, G. 2016, *AN*, 337, 52  
 Migliori, G., Siemiginowska, A., & Celotti, A. 2012, *ApJ*, 749, 107  
 Migliori, G., Siemiginowska, A., Kelly, B. C., et al. 2014, *ApJ*, 780, 165  
 Müller, C., Kadler, M., Ojha, R., et al. 2014, *A&A*, 562, A4  
 Müller, C., Krauß, F., Dauser, T., et al. 2015, *A&A*, 574, A117  
 O’Dea, C. P. 1998, *PASP*, 110, 493  
 Ojha, R. 2015, *ATel*, 7330, 1  
 Orienti, M. 2016, *AN*, 337, 9  
 Orienti, M., Dallasca, D., Giovannini, G., Giroletti, M., & D’Ammando, F. 2011, arXiv:1111.1185  
 Ostorero, L., Moderski, R., Stawarz, Ł., et al. 2010, *ApJ*, 715, 1071  
 Siemiginowska, A., Sobolewska, M., Migliori, G., et al. 2016, *ApJ*, in press (arXiv:1603.00947)  
 Skruskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163  
 Stawarz, Ł., Ostorero, L., Begelman, M. C., et al. 2008, *ApJ*, 680, 911  
 Tanaka, Y. T., Cutini, S., Ciprini, S., et al. 2014, *ATel*, 6529, 1  
 Tengstrand, O., Guainazzi, M., Siemiginowska, A., et al. 2009, *A&A*, 501, 89  
 Tingay, S. J., Macquart, J.-P., Collier, J. D., et al. 2015, *AJ*, 149, 74  
 Wright, A., & Otrupcek, R. 1990, *PKS Catalog* (Parkes, Australia: ATNF)



**A.8** *Fermi*/LAT observation of increased gamma-ray emission from the microquasar Cygnus X–3

ATel #8591 (Loh et al. 2016b); Alan Loh, Stéphane Corbel (CEA, University Paris Diderot), Guillaume Dubus (IPAG), on behalf of the *Fermi* Large Area Telescope Collaboration, Robin Corbet (UMBC/NASA GSFC)  
on 26 Jan 2016; 14:20 UT

**Subjects :** Radio, X-ray, Gamma Ray, >GeV, Request for Observations, Black Hole, Transient

Recently, the hard X-ray emission from the high-mass X-ray binary Cygnus X–3 has drastically dropped since 2016 Jan 11 (MJD 57398, as observed by *Swift*/BAT (link<sup>1</sup>, Krimm et al. 2013) indicating a possible transition to the soft state. Such transitions have previously been associated with high-energy gamma-ray emissions (see e.g., *Fermi* LAT Collaboration et al. 2009 ; Tavani et al. 2009 ; Corbel et al. 2012, ATel#2646). An epoch of recurrent increased gamma-ray activity was previously reported by AGILE, INTEGRAL and *Fermi* in the period 2010–2011 (ATel#2609, ATel#2644, ATel#2645, ATel#3141, ATel#3233, ATel#3386).

The Large Area Telescope (LAT), one of the two instruments on the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope, has observed an increasing gamma-ray flux from a source positionally consistent with Cyg X–3. Preliminary analysis of the *Fermi*/LAT data indicates that, from MJD 57398 to 57412, the source was significantly detected with an average flux ( $E > 100$  MeV) of  $(6.5 \pm 0.9) \times 10^{-7}$  ph cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> (errors are statistical only). The most significant gamma-ray detection occurred on MJD 57408  $\pm 2$  days with a flux ( $E > 100$  MeV) of  $(9.6 \pm 1.9) \times 10^{-7}$  ph cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> and a fitted power-law photon index of  $2.7 \pm 0.2$ , consistent with the values reported in Corbel et al. (2012). Gamma-ray flux modulation at a period of  $4.80 \pm 0.02$  hours is detected in agreement with the orbital period of the system. We strongly encourage multi-wavelength observations of CygnusX–3 as it enters an active state.

Because *Fermi* operates in an all-sky scanning mode, regular gamma-ray monitoring of this source will continue. For this source the *Fermi* LAT contact persons are Alan Loh (alan.loh@cea.fr) and Stéphane Corbel (stephane.corbel@cea.fr).

The *Fermi* LAT is a pair conversion telescope designed to cover the energy band from 20 MeV to greater than 300 GeV. It is the product of an international collaboration between NASA and DOE in the U.S. and many scientific institutions across France, Italy, Japan and Sweden.

---

1. <http://swift.gsfc.nasa.gov/results/transients/CygX-3/>



**A.9** *Fermi*-LAT Detection of a Gamma-ray Flare from  
Cygnus X-3

ATel #9502 (Cheung & Loh 2016); C. C. Cheung (Naval Research Laboratory),  
Alan Loh (CEA, University Paris Diderot), on behalf of the *Fermi* Large Area  
Telescope Collaboration  
on 17 Sep 2016; 19:38 UT

**Subjects :** Gamma Ray, >GeV, Black Hole, Transient

The Large Area Telescope (LAT), one of the two instruments on the Fermi Gamma-ray Space Telescope, has observed a gamma-ray flare from the high-mass X-ray binary Cygnus X-3. Preliminary analysis indicates that on 2016 September 15 and 16, the gamma-ray source was observed with respective daily averaged fluxes ( $E > 100$  MeV) of  $(2.2 \pm 0.4) \times 10^{-6}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  and  $(2.8 \pm 0.4) \times 10^{-6}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  (errors are statistical only). The gamma-ray flare detection coincides with the giant radio flare reported in ATel#9501.

Because *Fermi* operates in an all-sky scanning mode, regular gamma-ray monitoring of this source will continue. For this source the *Fermi* LAT contact persons are Alan Loh (alan.loh@cea.fr) and Stephane Corbel (stephane.corbel@cea.fr).

The *Fermi* LAT is a pair conversion telescope designed to cover the energy band from 20 MeV to greater than 300 GeV. It is the product of an international collaboration between NASA and DOE in the U.S. and many scientific institutions across France, Italy, Japan and Sweden.



---

# Bibliographie

---

- Abbott B. P., et al., 2016, *Physical Review Letters*, 116, 061102
- Abdo A. A., et al., 2009a, *Astroparticle Physics*, 32, 193
- Abdo A. A., et al., 2009b, *Physical Review D*, 80, 122004
- Abdo A. A., et al., 2009c, *Science*, 325, 845
- Abdo A. A., et al., 2009d, *Astrophysical Journal*, 703, 1249
- Abdo A. A., et al., 2010a, *Physical Review Letters*, 104, 101101
- Abdo A. A., et al., 2010b, *Science*, 329, 817
- Abdo A. A., et al., 2011, *Astrophysical Journal*, 734, 116
- Abdo A. A., et al., 2013, *Astrophysical Journal, Supplement*, 208, 17
- Acero F., et al., 2013, *Astrophysical Journal*, 773, 77
- Acero F., et al., 2015, *Astrophysical Journal, Supplement*, 218, 23
- Acero F., et al., 2016a, *Astrophysical Journal, Supplement*, 223, 26
- Acero F., et al., 2016b, *Astrophysical Journal, Supplement*, 224, 8
- Ackermann M., et al., 2011, *Science*, 334, 1103
- Ackermann M., et al., 2012, *Astrophysical Journal, Supplement*, 203, 4
- Ackermann M., et al., 2013, *Astrophysical Journal*, 771, 57
- Ackermann M., et al., 2014a, *Science*, 345, 554
- Ackermann M., et al., 2014b, *Astrophysical Journal*, 787, 15
- Ackermann M., et al., 2015a, *Physical Review Letters*, 115, 231301
- Ackermann M., et al., 2015b, *Astrophysical Journal*, 810, 14
- Ackermann M., et al., 2016a, *Physical Review D*, 93, 082001
- Ackermann M., et al., 2016b, *Astrophysical Journal, Letters*, 823, L2
- Adelman-McCarthy J. K., et al. 2009, VizieR Online Data Catalog, 2294
- Aharonian F. A., Atoyan A. M., 2000, *Astronomy & Astrophysics*, 362, 937
- Ahn C. P., et al., 2012, *Astrophysical Journal, Supplement*, 203, 21
- Ajello M., et al., 2014, *Astrophysical Journal*, 789, 20
- Alam S., et al., 2015, *Astrophysical Journal, Supplement*, 219, 12
- Arce H. G., Shepherd D., Gueth F., Lee C.-F., Bachiller R., Rosen A., Beuther H., 2007, Protostars and Planets V, pp 245–260
- Atoyan A. M., Aharonian F. A., 1999, *Monthly Notices of the RAS*, 302, 253
- Atwood W. B., et al., 2007, *Astroparticle Physics*, 28, 422

- Atwood W. B., et al., 2009, *Astrophysical Journal*, 697, 1071
- Atwood W., et al., 2013, preprint, ([arXiv:1303.3514](https://arxiv.org/abs/1303.3514))
- Avni Y., Bahcall J. N., 1975, *Astrophysical Journal*, 197, 675
- Baars J. W. M., Genzel R., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A., 1977, *Astronomy & Astrophysics*, 61, 99
- Balbus S. A., Hawley J. F., 1991, *Astrophysical Journal*, 376, 214
- Barlow E. J., Knigge C., Bird A. J., J Dean A., Clark D. J., Hill A. B., Molina M., Sguera V., 2006, *Monthly Notices of the RAS*, 372, 224
- Barthelmy S. D., D’Ai A., D’Avanzo P., Krimm H. A., Lien A. Y., Marshall F. E., Maselli A., Siegel M. H., 2015, GRB Coordinates Network, 17929
- Bath G. T., van Paradijs J., 1983, *Nature*, 305, 33
- Beardmore A. P., Altamirano D., Kuulkers E., Motta S. E., Osborne J. P., Page K. L., Sivakoff G. R., Vaughan S. A., 2015a, The Astronomer’s Telegram, 7736
- Beardmore A. P., Page K. L., Kuulkers E., 2015b, The Astronomer’s Telegram, 8455
- Becklin E. E., Neugebauer G., Hawkins F. J., Mason K. O., Sanford P. W., Matthews K., Wynn-Williams C. G., 1973, *Nature*, 245, 302
- Begelman M. C., Armitage P. J., 2014, *Astrophysical Journal, Letters*, 782, L18
- Bell A. R., 1978, *Monthly Notices of the RAS*, 182, 147
- Belloni T. M., 2010, in Belloni T., ed., Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag Vol. 794, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag. p. 53 ([arXiv:0909.2474](https://arxiv.org/abs/0909.2474)), [doi:10.1007/978-3-540-76937-8\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-540-76937-8_3)
- Belloni T., Homan J., Casella P., van der Klis M., Nespoli E., Lewin W. H. G., Miller J. M., Méndez M., 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 440, 207
- Bernardini F., Cackett E. M., 2014, *Monthly Notices of the RAS*, 439, 2771
- Bernardini F., Russell D. M., Shaw A. W., Lewis F., Charles P. A., Koljonen K. I. I., Lasota J. P., Casares J., 2016, *Astrophysical Journal, Letters*, 818, L5
- Beuzit J.-L., et al., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 425, 997
- Blandford R. D., Königl A., 1979, *Astrophysical Journal*, 232, 34
- Blandford R. D., Payne D. G., 1982, *Monthly Notices of the RAS*, 199, 883
- Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *Monthly Notices of the RAS*, 179, 433
- Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237
- Bodaghee A., Tomsick J. A., Pottschmidt K., Rodriguez J., Wilms J., Pooley G. G., 2013, *Astrophysical Journal*, 775, 98
- Bondi H., 1952, *Monthly Notices of the RAS*, 112, 195
- Bondi H., Hoyle F., 1944, *Monthly Notices of the RAS*, 104, 273
- Bonnet-Bidaud J. M., Chardin G., 1988, *Physics Reports*, 170, 325
- Borozdin K. N., Trudolyubov S. P., 2000, *Astrophysical Journal, Letters*, 533, L131
- Borozdin K. N., Revnivtsev M. G., Trudolyubov S. P., Aleksandrovich N. L., Sunyaev R. A., Skinner G. K., 1998, *Astronomy Letters*, 24, 435
- Bosch-Ramon V., Romero G. E., Paredes J. M., 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 447, 263
- Bosch-Ramon V., Perucho M., Bordas P., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 528, A89

- Bower G. C., Bolatto A., Ford E. B., Kalas P., 2009, *Astrophysical Journal*, 701, 1922
- Braun R., Bourke T., Green J. A., Keane E., Wagg J., 2015, Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14), p. 174
- Briggs D. S., 1995, in American Astronomical Society Meeting Abstracts. p. 1444
- Briggs D. S., Schwab F. R., Sramek R. A., 1999, in Taylor G. B., Carilli C. L., Perley R. A., eds, Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 180, Synthesis Imaging in Radio Astronomy II. p. 127
- Brocksopp C., Bandyopadhyay R. M., Fender R. P., 2004, *New A*, 9, 249
- Brocksopp C., Miller-Jones J. C. A., Fender R. P., Stappers B. W., 2007, *Monthly Notices of the RAS*, 378, 1111
- Brocksopp C., Corbel S., Tzioumis A., Broderick J. W., Rodriguez J., Yang J., Fender R. P., Paragi Z., 2013, *Monthly Notices of the RAS*, 432, 931
- Burrows D. N., et al., 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 165
- Caballero-García M. D., et al., 2015, *Monthly Notices of the RAS*, 452, 4195
- Cabanac C., Fender R. P., Dunn R. J. H., Körding E. G., 2009, *Monthly Notices of the RAS*, 396, 1415
- Cannizzo J. K., Chen W., Livio M., 1995, *Astrophysical Journal*, 454, 880
- Capitanio F., Belloni T., Del Santo M., Ubertini P., 2009, *Monthly Notices of the RAS*, 398, 1194
- Carrington R. C., 1859, *Monthly Notices of the RAS*, 20, 13
- Casares J., Jonker P. G., 2014, *Space Sci. Rev.*, 183, 223
- Casares J., Charles P. A., Naylor T., 1992, *Nature*, 355, 614
- Cerutti B., Dubus G., Malzac J., Szostek A., Belmont R., Zdziarski A. A., Henri G., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 529, A120
- Chaty S., Mirabel I. F., Goldoni P., Mereghetti S., Duc P.-A., Martí J., Mignani R. P., 2002, *Monthly Notices of the RAS*, 331, 1065
- Chaty S., Dubus G., Raichoor A., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 529, A3
- Cheung C. C., Loh A., 2016, The Astronomer's Telegram, 9502
- Corbel S., Fender R. P., 2002, *Astrophysical Journal, Letters*, 573, L35
- Corbel S., Fender R. P., Tzioumis A. K., Nowak M., McIntyre V., Durouchoux P., Sood R., 2000, *Astronomy & Astrophysics*, 359, 251
- Corbel S., et al., 2001, *Astrophysical Journal*, 554, 43
- Corbel S., Fender R. P., Tzioumis A. K., Tomsick J. A., Orosz J. A., Miller J. M., Wijnands R., Kaaret P., 2002, *Science*, 298, 196
- Corbel S., Nowak M. A., Fender R. P., Tzioumis A. K., Markoff S., 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 400, 1007
- Corbel S., Fender R. P., Tomsick J. A., Tzioumis A. K., Tingay S., 2004, *Astrophysical Journal*, 617, 1272
- Corbel S., Tomsick J. A., Kaaret P., 2006, *Astrophysical Journal*, 636, 971
- Corbel S., Koerding E., Kaaret P., 2008, *Monthly Notices of the RAS*, 389, 1697
- Corbel S., et al., 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 421, 2947

- Corbel S., Coriat M., Brocksopp C., Tzioumis A. K., Fender R. P., Tomsick J. A., Buxton M. M., Bailyn C. D., 2013a, *Monthly Notices of the RAS*, 428, 2500
- Corbel S., et al., 2013b, *Monthly Notices of the RAS*, 431, L107
- Coriat M., et al., 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 414, 677
- Coriat M., Fender R. P., Dubus G., 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 424, 1991
- Crowther P. A., 2007, *ARA&A*, 45, 177
- Curran P. A., et al., 2014, *Monthly Notices of the RAS*, 437, 3265
- Curtis H. D., 1918, Publications of Lick Observatory, 13, 9
- Cutri R. M., et al. 2014, VizieR Online Data Catalog, 2328
- Cutri R. M., et al., 2003, VizieR Online Data Catalog, 2246
- D'Abrusco R., Massaro F., Ajello M., Grindlay J. E., Smith H. A., Tosti G., 2012, *Astrophysical Journal*, 748, 68
- D'Abrusco R., Massaro F., Paggi A., Smith H. A., Masetti N., Landoni M., Tosti G., 2014, *Astrophysical Journal, Supplement*, 215, 14
- Dauser T., García J., Parker M. L., Fabian A. C., Wilms J., 2014, *Monthly Notices of the RAS*, 444, L100
- Dauser T., García J., Walton D. J., Eikmann W., Kallman T., McClintock J., Wilms J., 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 590, A76
- Davies H., Bethe H. A., Maximon L. C., 1954, *Phys. Rev.*, 93, 788
- Deegan P., Combet C., Wynn G. A., 2009, *Monthly Notices of the RAS*, 400, 1337
- Delfosse X., Forveille T., Perrier C., Mayor M., 1998, *Astronomy & Astrophysics*, 331, 581
- Dermine T., Jorissen A., Siess L., Frankowski A., 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 507, 891
- Dexter J., McKinney J. C., Markoff S., Tchekhovskoy A., 2014, *Monthly Notices of the RAS*, 440, 2185
- Dhawan V., Mirabel I. F., Rodríguez L. F., 2000, *Astrophysical Journal*, 543, 373
- Di Mauro M., Donato F., 2015, *Physical Review D*, 91, 123001
- Díaz Trigo M., Boirin L., 2016, *Astronomische Nachrichten*, 337, 368
- Dicke R. H., Beringer R., 1946, *Astrophysical Journal*, 103, 375
- Diğer T., Kalemci E., Tomsick J. A., Buxton M. M., Bailyn C. D., 2014, *Astrophysical Journal*, 795, 74
- Done C., Wardziński G., Gierliński M., 2004, *Monthly Notices of the RAS*, 349, 393
- Drake S., Osten R., Page K. L., Kennea J. A., Oates S. R., Krimm H., Gehrels N., 2014, The Astronomer's Telegram, 6121
- Dubus G., 2013, *Astronomy & Astrophysics Reviews*, 21, 64
- Dubus G., Hameury J.-M., Lasota J.-P., 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 373, 251
- Dubus G., Cerutti B., Henri G., 2010, *Monthly Notices of the RAS*, 404, L55
- Dunn R. J. H., Fender R. P., Körding E. G., Belloni T., Cabanac C., 2010, *Monthly Notices of the RAS*, 403, 61
- Eidelman S., et al., 2004, *Physics Letters B*, 592, 1
- Esin A. A., McClintock J. E., Narayan R., 1997, *Astrophysical Journal*, 489, 865

- Ewen H. I., Purcell E. M., 1951, *Nature*, **168**, 356
- Fabian A. C., Rees M. J., Stella L., White N. E., 1989, *Monthly Notices of the RAS*, **238**, 729
- Falcke H., Biermann P. L., 1995, *Astronomy & Astrophysics*, **293**
- Falcke H., Körding E., Markoff S., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, **414**, 895
- Faulkner J., Lin D. N. C., Papaloizou J., 1983, *Monthly Notices of the RAS*, **205**, 359
- Fender R. P., 2001, *Monthly Notices of the RAS*, **322**, 31
- Fender R., 2003, *Astrophysics & Space Science*, **288**, 79
- Fender R., 2006, Jets from X-ray binaries. pp 381–419
- Fender R., 2010, in Belloni T., ed., Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag Vol. 794, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag. p. 115 ([arXiv:0909.2572](https://arxiv.org/abs/0909.2572)), [doi:10.1007/978-3-540-76937-8\\_5](https://doi.org/10.1007/978-3-540-76937-8_5)
- Fender R. P., Bell M. E., 2011, Bulletin of the Astronomical Society of India, **39**, 315
- Fender R., Gallo E., 2014, *Space Sci. Rev.*, **183**, 323
- Fender R. P., Kuulkers E., 2001, *Monthly Notices of the RAS*, **324**, 923
- Fender R., Mu noz-Darias T., 2016, in Haardt F., Gorini V., Moschella U., Treves A., Colpi M., eds, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag Vol. 905, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag. p. 65 ([arXiv:1505.03526](https://arxiv.org/abs/1505.03526)), [doi:10.1007/978-3-319-19416-5\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-319-19416-5_3)
- Fender R., et al., 1999, *Astrophysical Journal, Letters*, **519**, L165
- Fender R. P., Belloni T. M., Gallo E., 2004a, *Monthly Notices of the RAS*, **355**, 1105
- Fender R., Wu K., Johnston H., Tzioumis T., Jonker P., Spencer R., van der Klis M., 2004b, *Nature*, **427**, 222
- Fender R. P., Homan J., Belloni T. M., 2009, *Monthly Notices of the RAS*, **396**, 1370
- Fender R. P., Maccarone T. J., Heywood I., 2013, *Monthly Notices of the RAS*, **430**, 1538
- Fender R. P., Anderson G. E., Osten R., Staley T., Rumsey C., Grainge K., Saunders R. D. E., 2015, *Monthly Notices of the RAS*, **446**, L66
- Fermi-LAT Collaboration 2013, preprint, ([arXiv:1305.5597](https://arxiv.org/abs/1305.5597))
- Fermi LAT Collaboration et al., 2009, *Science*, **326**, 1512
- Ferrigno C., Bozzo E., Del Santo M., Capitanio F., 2012, *Astronomy & Astrophysics*, **537**, L7
- Filippova E., et al., 2014, The Astronomer’s Telegram, **5991**
- Finkbeiner D. P., Su M., Weniger C., 2013, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, **1**, 029
- Froning C. S., et al., 2011, *Astrophysical Journal*, **743**, 26
- Froning C. S., Maccarone T. J., France K., Winter L., Robinson E. L., Hynes R. I., Lewis F., 2014, *Astrophysical Journal*, **780**, 48
- Fuchs Y., et al., 2003, *Astronomy & Astrophysics*, **409**, L35
- Fuerst F., et al., 2016, preprint, ([arXiv:1609.07530](https://arxiv.org/abs/1609.07530))
- Gallo E., Fender R. P., Pooley G. G., 2003, *Monthly Notices of the RAS*, **344**, 60
- Gallo E., Fender R. P., Hynes R. I., 2005a, *Monthly Notices of the RAS*, **356**, 1017
- Gallo E., Fender R., Kaiser C., Russell D., Morganti R., Oosterloo T., Heinz S., 2005b, *Nature*, **436**, 819

- Gallo E., Fender R. P., Miller-Jones J. C. A., Merloni A., Jonker P. G., Heinz S., Maccarone T. J., van der Klis M., 2006, *Monthly Notices of the RAS*, **370**, 1351
- Gallo E., Miller B. P., Fender R., 2012, *Monthly Notices of the RAS*, **423**, 590
- Gallo E., et al., 2014, *Monthly Notices of the RAS*, **445**, 290
- Gandhi P., et al., 2011, *Astrophysical Journal, Letters*, **740**, L13
- Gandhi P., et al., 2016, *Monthly Notices of the RAS*, **459**, 554
- Garcia M. R., McClintock J. E., Narayan R., Callanan P., Barret D., Murray S. S., 2001, *Astrophysical Journal, Letters*, **553**, L47
- Gazeas K., Vasilopoulos G., Petropoulou M., Sapountzis K., 2015, The Astronomer's Telegram, **7650**
- Gehrels N., Cannizzo J. K., 2015, *Journal of High Energy Astrophysics*, **7**, 2
- Gehrels N., et al., 2004, *Astrophysical Journal*, **611**, 1005
- Gelino D. M., Balman Ş., Kızıloğlu Ü., Yılmaz A., Kalemci E., Tomsick J. A., 2006, *Astrophysical Journal*, **642**, 438
- Georganopoulos M., Aharonian F. A., Kirk J. G., 2002, *Astronomy & Astrophysics*, **388**, L25
- Ghisellini G., ed. 2013, Radiative Processes in High Energy Astrophysics Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag Vol. 873. ([arXiv:1202.5949](https://arxiv.org/abs/1202.5949)), [doi:10.1007/978-3-319-00612-3](https://doi.org/10.1007/978-3-319-00612-3)
- Giacconi R., Gorenstein P., Gursky H., Waters J. R., 1967, *Astrophysical Journal, Letters*, **148**, L119
- Gierliński M., Done C., 2004, *Monthly Notices of the RAS*, **347**, 885
- Giovannelli F., Sabau-Graziati L., 2012, Mem. Soc. Astron. Italiana, **83**, 698
- Giovannelli F., Gaudenzi S., Rossi C., Piccioni A., 1983, Acta Astron., **33**, 319
- Gleissner T., et al., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, **425**, 1061
- Gliese W., Jahreiß H., 1979, Astronomy & Astrophysics, Supplement, **38**
- Gliese W., Jahreiss H., 1991, NASA STI/Recon Technical Report A, **92**, 161
- Gregory P. C., Kronberg P. P., 1972, *Nature*, **239**, 440
- Greiner J., Dennerl K., Predehl P., 1996, *Astronomy & Astrophysics*, **314**, L21
- Grenier I. A., Kaufman Bernadó M. M., Romero G. E., 2005, *Astrophysics & Space Science*, **297**, 109
- Grove J. E., Johnson W. N., 2010, in Space Telescopes and Instrumentation 2010 : Ultraviolet to Gamma Ray. p. 77320J, [doi:10.1117/12.857839](https://doi.org/10.1117/12.857839)
- Grove J. E., Johnson W. N., Kroeger R. A., McNaron-Brown K., Skibo J. G., Philips B. F., 1998, *Astrophysical Journal*, **500**, 899
- Hall D. S., 1976, in Fitch W. S., ed., Astrophysics and Space Science Library Vol. 60, IAU Colloq. 29 : Multiple Periodic Variable Stars. p. 287, [doi:10.1007/978-94-010-1175-4\\_15](https://doi.org/10.1007/978-94-010-1175-4_15)
- Hall D. S., 1989, *Space Sci. Rev.*, **50**, 219
- Hannikainen D. C., Hunstead R. W., Campbell-Wilson D., Sood R. K., 1998, *Astronomy & Astrophysics*, **337**, 460
- Harrison F. A., et al., 2013, *Astrophysical Journal*, **770**, 103
- Hayashida M., et al., 2015, *Astrophysical Journal*, **807**, 79

- Healey S. E., Romani R. W., Taylor G. B., Sadler E. M., Ricci R., Murphy T., Ulvestad J. S., Winn J. N., 2007, *Astrophysical Journal, Supplement*, 171, 61
- Heinz S., et al., 2015, *Astrophysical Journal*, 806, 265
- Heinz S., Corrales L., Smith R., Brandt W. N., Jonker P. G., Plotkin R. M., Neilsen J., 2016, *Astrophysical Journal*, 825, 15
- Helene O., 1991, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 300, 132
- Helfand D. J., Schnee S., Becker R. H., White R. L., McMahon R. G., 1999, *AJ*, 117, 1568
- Helfand D. J., White R. L., Becker R. H., 2015, *Astrophysical Journal*, 801, 26
- Henry T. J., Kirkpatrick J. D., Simons D. A., 1994, *AJ*, 108, 1437
- Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., Collins R. A., 1968, *Nature*, 217, 709
- Hey J. S., Parsons S. J., Phillips J. W., 1946, *Nature*, 158, 234
- Hjellming R. M., Han X., 1995, X-ray Binaries, pp 308–330
- Hjellming R. M., Johnston K. J., 1988, *Astrophysical Journal*, 328, 600
- Hjellming R. M., Rupen M. P., Marti J., Mirabel F., Rodriguez L. F., 1996, *IAU Circ.*, 6383
- Hobbs G. B., Edwards R. T., Manchester R. N., 2006, *Monthly Notices of the RAS*, 369, 655
- Högbom J. A., 1974, *Astronomy & Astrophysics, Supplement*, 15, 417
- Homan J., Belloni T., 2005, *Astrophysics & Space Science*, 300, 107
- Homan J., Wijnands R., van der Klis M., Belloni T., van Paradijs J., Klein-Wolt M., Fender R., Méndez M., 2001, *Astrophysical Journal, Supplement*, 132, 377
- Homan J., Buxton M., Markoff S., Bailyn C. D., Nespoli E., Belloni T., 2005, *Astrophysical Journal*, 624, 295
- Hulse R. A., Taylor J. H., 1975, *Astrophysical Journal, Letters*, 195, L51
- Hynes R. I., et al., 2004, *Astrophysical Journal, Letters*, 611, L125
- Hynes R. I., Bradley C. K., Rupen M., Gallo E., Fender R. P., Casares J., Zurita C., 2009, *Monthly Notices of the RAS*, 399, 2239
- James O., von Tunzelmann E., Franklin P., Thorne K. S., 2015, *Classical and Quantum Gravity*, 32, 065001
- Jansen F., et al., 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 365, L1
- Jansky K. G., 1933, *Popular Astronomy*, 41, 548
- Jenke P. A., et al., 2016, *Astrophysical Journal*, 826, 37
- Jevtic N., Mattei J. A., Schweitzer J. S., 2003, *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)*, 31, 138
- Jones F. C., 1968, *Physical Review*, 167, 1159
- Jonker P. G., et al., 2010, *Monthly Notices of the RAS*, 401, 1255
- Junor W., Biretta J. A., Livio M., 1999, *Nature*, 401, 891
- Kalamkar M., van der Klis M., Heil L., Homan J., 2015, *Astrophysical Journal*, 808, 144
- Kalemci E., Tomsick J. A., Rothschild R. E., Pottschmidt K., Kaaret P., 2004, *Astrophysical Journal*, 603, 231
- Kalemci E., Tomsick J. A., Rothschild R. E., Pottschmidt K., Corbel S., Kaaret P., 2006, *Astrophysical Journal*, 639, 340

- Kalemci E., Dinçer T., Tomsick J. A., Buxton M. M., Bailyn C. D., Chun Y. Y., 2013, *Astrophysical Journal*, 779, 95
- Kalogera V., Webbink R. F., 1998, *Astrophysical Journal*, 493, 351
- Kaltenegger L., Traub W. A., 2009, *Astrophysical Journal*, 698, 519
- Kara E., et al., 2012, *Astrophysical Journal*, 746, 159
- Kaufmann P., et al., 2004, *Astrophysical Journal, Letters*, 603, L121
- Keane E. F., et al., 2016, *Nature*, 530, 453
- Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K., 1969, *Astrophysical Journal, Letters*, 155, L71
- Khargharia J., Froning C. S., Robinson E. L., 2010, *Astrophysical Journal*, 716, 1105
- Kimura M., et al., 2016, *Nature*, 529, 54
- King A. R., Ritter H., 1998, *Monthly Notices of the RAS*, 293, L42
- Kollmeier J. A., et al., 2006, *Astrophysical Journal*, 648, 128
- Körding E., 2014, *Space Sci. Rev.*, 183, 149
- Körding E. G., Jester S., Fender R., 2006a, *Monthly Notices of the RAS*, 372, 1366
- Körding E., Falcke H., Corbel S., 2006b, *Astronomy & Astrophysics*, 456, 439
- Körding E., Rupen M., Knigge C., Fender R., Dhawan V., Templeton M., Muxlow T., 2008, *Science*, 320, 1318
- Krimm H. A., et al., 2013, *Astrophysical Journal, Supplement*, 209, 14
- Krimm H. A., et al., 2014, The Astronomer's Telegram, 5986
- Kubota A., Makishima K., 2004, *Astrophysical Journal*, 601, 428
- Kuulkers E., Motta S., Kajava J., Homan J., Fender R., Jonker P., 2015, The Astronomer's Telegram, 7647
- Lande J., et al., 2012, *Astrophysical Journal*, 756, 5
- Lasota J.-P., 2001, *New A Rev.*, 45, 449
- Lasota J.-P., Dubus G., Kruk K., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 486, 523
- Latter H. N., Papaloizou J. C. B., 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 426, 1107
- Lind K. R., Blandford R. D., 1985, *Astrophysical Journal*, 295, 358
- Ling Z., Zhang S. N., Tang S., 2009, *Astrophysical Journal*, 695, 1111
- Lipunov V., et al., 2015, The Astronomer's Telegram, 8453
- Liu Q. Z., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 455, 1165
- Liu Q. Z., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 469, 807
- Loh A., et al., 2016a, *Monthly Notices of the RAS*, 462, L111
- Loh A., Corbel S., Dubus G., Corbet R., 2016b, The Astronomer's Telegram, 8591
- Lomb N. R., 1976, *Astrophysics & Space Science*, 39, 447
- Longair M. S., 1994, High energy astrophysics. Volume 2. Stars, the Galaxy and the interstellar medium.
- Lorimer D. R., Bailes M., McLaughlin M. A., Narkevic D. J., Crawford F., 2007, *Science*, 318, 777
- Lynden-Bell D., 1969, *Nature*, 223, 690

- Maccarone T. J., 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 409, 697
- Maccarone T. J., 2014, *Space Sci. Rev.*, 183, 101
- Maccarone T. J., Coppi P. S., 2003, *Monthly Notices of the RAS*, 338, 189
- Makino F., Wagner R. M., Starrfield S., Buie M. W., Bond H. E., Johnson J., Harrison T., Gehrz R. D., 1989, *IAU Circ.*, 4786
- Malyshev D., Zdziarski A. A., Chernyakova M., 2013, *Monthly Notices of the RAS*, 434, 2380
- Malzac J., 2014, *Monthly Notices of the RAS*, 443, 299
- Marconi A., Risaliti G., Gilli R., Hunt L. K., Maiolino R., Salvati M., 2004, *Monthly Notices of the RAS*, 351, 169
- Markoff S., Nowak M. A., Wilms J., 2005, *Astrophysical Journal*, 635, 1203
- Marti J., Mirabel I. F., Duc P.-A., Rodriguez L. F., 1997, *Astronomy & Astrophysics*, 323, 158
- Martinez-Pais I. G., Giovannelli F., Rossi C., Gaudenzi S., 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 291, 455
- Mason B. D., Wycoff G. L., Hartkopf W. I., Douglass G. G., Worley C. E., 2001, *AJ*, 122, 3466
- Massaro E., Giommi P., Leto C., Marchegiani P., Maselli A., Perri M., Piranomonte S., Sclavi S., 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 495, 691
- Massi M., Kaufman Bernadó M., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 477, 1
- Mattox J. R., et al., 1996, *Astrophysical Journal*, 461, 396
- McClintock J. E., Remillard R. A., 2006, Black hole binaries. pp 157–213
- McClintock J. E., Remillard R. A., Rupen M. P., Torres M. A. P., Steeghs D., Levine A. M., Orosz J. A., 2009, *Astrophysical Journal*, 698, 1398
- McEnery J. E., Moskalenko I. V., Ormes J. F., 2004, in Cheng K. S., Romero G. E., eds, *Astrophysics and Space Science Library Vol. 304, Cosmic Gamma-Ray Sources*. p. 361 ([arXiv:astro-ph/0406250](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0406250)), doi:10.1007/978-1-4020-2256-2\_15
- McKinney J. C., Tchekhovskoy A., Blandford R. D., 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 423, 3083
- McMullin J. P., Waters B., Schiebel D., Young W., Golap K., 2007, in Shaw R. A., Hill F., Bell D. J., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 376, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*. p. 127
- Meegan C., et al., 2009, *Astrophysical Journal*, 702, 791
- Merloni A., Fabian A. C., 2001, *Monthly Notices of the RAS*, 321, 549
- Merloni A., Fabian A. C., 2002, *Monthly Notices of the RAS*, 332, 165
- Merloni A., Heinz S., di Matteo T., 2003, *Monthly Notices of the RAS*, 345, 1057
- Meyer F., Meyer-Hofmeister E., 1981, *Astronomy & Astrophysics*, 104, L10
- Meyer-Hofmeister E., Meyer F., 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 562, A142
- Meyer-Hofmeister E., Liu B. F., Meyer F., 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 432, 181
- Middleton M. J., et al., 2013, *Nature*, 493, 187
- Migliari S., Fender R. P., 2006, *Monthly Notices of the RAS*, 366, 79
- Miller-Jones J. C. A., Blundell K. M., Rupen M. P., Mioduszewski A. J., Duffy P., Beasley A. J., 2004, *Astrophysical Journal*, 600, 368

- Miller-Jones J. C. A., Gallo E., Rupen M. P., Mioduszewski A. J., Brisken W., Fender R. P., Jonker P. G., Maccarone T. J., 2008, *Monthly Notices of the RAS*, **388**, 1751
- Miller-Jones J. C. A., Jonker P. G., Dhawan V., Brisken W., Rupen M. P., Nelemans G., Gallo E., 2009, *Astrophysical Journal, Letters*, **706**, L230
- Miller-Jones J. C. A., Jonker P. G., Maccarone T. J., Nelemans G., Calvelo D. E., 2011, *Astrophysical Journal, Letters*, **739**, L18
- Miller-Jones J. C. A., et al., 2012, *Monthly Notices of the RAS*, **421**, 468
- Miller-Jones J. C. A., Sivakoff G. R., Knigge C., Körding E. G., Templeton M., Waagen E. O., 2013, *Science*, **340**, 950
- Miller J. M., et al., 2015, *Astrophysical Journal, Letters*, **799**, L6
- Mioduszewski A. J., Rupen M. P., Hjellming R. M., Pooley G. G., Waltman E. B., 2001, *Astrophysical Journal*, **553**, 766
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., 1994, *Nature*, **371**, 46
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., 1999, *ARA&A*, **37**, 409
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., Cordier B., Paul J., Lebrun F., 1992, *Nature*, **358**, 215
- Mirabel I. F., Marti J., Duc P. A., Rodriguez L. F., Duerbeck H., Benetti S., 1996, *IAU Circ.*, **6427**
- Mirabel I. F., Dhawan V., Chaty S., Rodriguez L. F., Marti J., Robinson C. R., Swank J., Geballe T., 1998, *Astronomy & Astrophysics*, **330**, L9
- Misner C. W., Thorne K. S., Wheeler J. A., 1973, *Gravitation*
- Mitsuda K., et al., 1984, *PASJ*, **36**, 741
- Miyamoto S., Kimura K., Kitamoto S., Dotani T., Ebisawa K., 1991, *Astrophysical Journal*, **383**, 784
- Miyamoto S., Kitamoto S., Hayashida K., Egoshi W., 1995, *Astrophysical Journal, Letters*, **442**, L13
- Mohanty S., Basri G., 2003, *Astrophysical Journal*, **583**, 451
- Moiseev A. A., Ormes J. F., Hartman R. C., Johnson T. E., Mitchell J. W., Thompson D. J., 2004, *Astroparticle Physics*, **22**, 275
- Moiseev A. A., Hartman R. C., Ormes J. F., Thompson D. J., Amato M. J., Johnson T. E., Segal K. N., Sheppard D. A., 2007, *Astroparticle Physics*, **27**, 339
- Mooley K., Fender R., Anderson G., Staley T., Kuulkers E., Rumsey C., 2015, *The Astronomer's Telegram*, **7658**
- Moskalenko I. V., Strong A. W., 1998, *Astrophysical Journal*, **493**, 694
- Motta S. E., et al., 2016, *The Astronomer's Telegram*, **8510**
- Muñoz-Darias T., et al., 2016, *Nature*, **534**, 75
- Muñoz J. A., Falco E. E., Kochanek C. S., Lehár J., Mediavilla E., 2003, *Astrophysical Journal*, **594**, 684
- Mutel R. L., Molnar L. A., Waltman E. B., Ghigo F. D., 1998, *Astrophysical Journal*, **507**, 371
- Naoz S., Fragos T., Geller A., Stephan A. P., Rasio F. A., 2016, *Astrophysical Journal, Letters*, **822**, L24
- Napier P. J., Crane P. C., 1982, in Thompson A. R., D'Addario L. R., eds, *Synthesis Mapping*.

Napier P. J., Thompson A. R., Ekers R. D., 1983, *IEEE Proceedings*, **71**, 1295

Narayan R., McClintock J. E., Yi L., 1996, *Astrophysical Journal*, **457**, 821

Narayan R., Igumenshchev I. V., Abramowicz M. A., 2003, *PASJ*, **55**, L69

Negoro H., et al., 2015, *The Astronomer's Telegram*, 7646

Neilsen J., Lee J. C., 2009, *Nature*, **458**, 481

Neupert W. M., 1968, *Astrophysical Journal, Letters*, **153**, L59

Neustroev V. V., Veledina A., Poutanen J., Zharikov S. V., Tsygankov S. S., Sjoberg G., Kajava J. J. E., 2014, *Monthly Notices of the RAS*, **445**, 2424

Nisbet D. M., Best P. N., 2016, *Monthly Notices of the RAS*, **455**, 2551

Nolan P. L., et al., 2012, *Astrophysical Journal, Supplement*, **199**, 31

Nowak M. A., Wilms J., Heindl W. A., Pottschmidt K., Dove J. B., Begelman M. C., 2001, *Monthly Notices of the RAS*, **320**, 316

O' Riordan M., Pe'er A., McKinney J. C., 2016, *Astrophysical Journal*, **819**, 95

Omodei N., Vianello G., Pesce-Rollins M., Allafort A., Gruber D., 2011, *The Astronomer's Telegram*, 3552

Orosz J. A., Steiner J. F., McClintock J. E., Torres M. A. P., Remillard R. A., Bailyn C. D., Miller J. M., 2011a, *Astrophysical Journal*, **730**, 75

Orosz J. A., McClintock J. E., Aufdenberg J. P., Remillard R. A., Reid M. J., Narayan R., Gou L., 2011b, *Astrophysical Journal*, **742**, 84

Osaki Y., 1974, *PASJ*, **26**, 429

Osten R. A., et al., 2004, *Astrophysical Journal, Supplement*, **153**, 317

Osten R. A., Hawley S. L., Allred J. C., Johns-Krull C. M., Roark C., 2005, *Astrophysical Journal*, **621**, 398

Osten R. A., et al., 2010, *Astrophysical Journal*, **721**, 785

Parsignault D. R., et al., 1972, *Nature Physical Science*, **239**, 123

Patterson J., 1984, *Astrophysical Journal, Supplement*, **54**, 443

Paul J., Bouchet L., Churazov E., Sunyaev R., 1996, *IAU Circ.*, 6348

Penzias A. A., Wilson R. W., 1965, *Astrophysical Journal*, **142**, 419

Perley R. A., Butler B. J., 2013a, *Astrophysical Journal, Supplement*, **204**, 19

Perley R. A., Butler B. J., 2013b, *Astrophysical Journal, Supplement*, **206**, 16

Perley R., et al., 2009, *IEEE Proceedings*, **97**, 1448

Perley R. A., Chandler C. J., Butler B. J., Wrobel J. M., 2011, *Astrophysical Journal, Letters*, **739**, L1

Petroff E., et al., 2015, *Monthly Notices of the RAS*, **451**, 3933

Petrucci P.-O., Ferreira J., Henri G., Pelletier G., 2008, *Monthly Notices of the RAS*, **385**, L88

Piano G., et al., 2016, *The Astronomer's Telegram*, 8970

Pickering E. C., 1896, *Harvard College Observatory Circular*, **12**, 1

Plant D. S., Fender R. P., Ponti G., Muñoz-Darias T., Coriat M., 2015, *Astronomy & Astrophysics*, **573**, A120

Pletsch H. J., et al., 2012, *Astrophysical Journal*, **744**, 105

- Plotkin R. M., Markoff S., Kelly B. C., Körding E., Anderson S. F., 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 419, 267
- Plotkin R. M., Gallo E., Jonker P. G., 2013, *Astrophysical Journal*, 773, 59
- Plotkin R. M., Gallo E., Markoff S., Homan J., Jonker P. G., Miller-Jones J. C. A., Russell D. M., Drappeau S., 2015, *Monthly Notices of the RAS*, 446, 4098
- Podsiadlowski P., Rappaport S., Han Z., 2003, *Monthly Notices of the RAS*, 341, 385
- Ponti G., Fender R. P., Begelman M. C., Dunn R. J. H., Neilsen J., Coriat M., 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 422, 11
- Prantzos N., et al., 2011, *Reviews of Modern Physics*, 83, 1001
- Price A., et al., 2007, *PASP*, 119, 1361
- Pringle J. E., 1981, *ARA&A*, 19, 137
- Pringle J. E., Rees M. J., 1972, *Astronomy & Astrophysics*, 21, 1
- Radhika D., Nandi A., Agrawal V. K., Mandal S., 2016, preprint, ([arXiv:1601.03234](https://arxiv.org/abs/1601.03234))
- Rahoui F., et al., 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 422, 2202
- Rana V., et al., 2016, *Astrophysical Journal*, 821, 103
- Rank G., Ryan J., Debrunner H., McConnell M., Schönfelder V., 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 378, 1046
- Rau U., Cornwell T. J., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 532, A71
- Rau A., et al., 2009, *PASP*, 121, 1334
- Ray P. S., et al., 2011, *Astrophysical Journal, Supplement*, 194, 17
- Readhead A. C. S., 1994, *Astrophysical Journal*, 426, 51
- Reber G., 1940, *Astrophysical Journal*, 91, 621
- Reber G., 1944, *Astrophysical Journal*, 100, 279
- Reid M. J., McClintock J. E., Narayan R., Gou L., Remillard R. A., Orosz J. A., 2011, *Astrophysical Journal*, 742, 83
- Reid M. J., McClintock J. E., Steiner J. F., Steeghs D., Remillard R. A., Dhawan V., Narayan R., 2014, *Astrophysical Journal*, 796, 2
- Remillard R. A., McClintock J. E., 2006, *ARA&A*, 44, 49
- Richards M. T., Waltman E. B., Ghigo F. D., Richards D. S. P., 2003, *Astrophysical Journal, Supplement*, 147, 337
- Richards J. L., et al., 2011, *Astrophysical Journal, Supplement*, 194, 29
- Richter G. A., 1989, *Information Bulletin on Variable Stars*, 3362
- Riedel A. R., et al., 2014, *AJ*, 147, 85
- Rieger F. M., Bosch-Ramon V., Duffy P., 2007, *Astrophysics & Space Science*, 309, 119
- Rodriguez J., Corbel S., Tomsick J. A., 2003, *Astrophysical Journal*, 595, 1032
- Rodriguez J., et al., 2008, *Astrophysical Journal*, 675, 1436
- Rodriguez J., et al., 2015a, *Astronomy & Astrophysics*, 581, L9
- Rodriguez J., et al., 2015b, *Astrophysical Journal*, 807, 17
- Romero G. E., Vila G. S., eds, 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag Vol. 876, doi:10.1007/978-3-642-39596-3.

- Romero G. E., Torres D. F., Kaufman Bernadó M. M., Mirabel I. F., 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 410, L1
- Rosen S. R., et al., 2016, VizieR Online Data Catalog, 9046
- Russell D. M., Shahbaz T., 2014, *Monthly Notices of the RAS*, 438, 2083
- Russell D. M., Fender R. P., Hynes R. I., Brocksopp C., Homan J., Jonker P. G., Buxton M. M., 2006, *Monthly Notices of the RAS*, 371, 1334
- Russell D. M., Maitra D., Dunn R. J. H., Markoff S., 2010, *Monthly Notices of the RAS*, 405, 1759
- Russell D. M., et al., 2013, *Astrophysical Journal, Letters*, 768, L35
- Russell T. D., et al., 2015, *Monthly Notices of the RAS*, 450, 1745
- Ryle M., Smith F. G., Elsmore B., 1950, *Monthly Notices of the RAS*, 110, 508
- Saikia P., Körding E., Falcke H., 2015, *Monthly Notices of the RAS*, 450, 2317
- Salvesen G., Miller J. M., Reis R. C., Begelman M. C., 2013, *Monthly Notices of the RAS*, 431, 3510
- Sanad M. R., 2011, *New A*, 16, 114
- Sánchez-Sutil J. R., Martí J., Combi J. A., Luque-Escamilla P., Muñoz-Arjonilla A. J., Paredes J. M., Pooley G., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 479, 523
- Sargsyan L. A., Weedman D. W., 2009, *Astrophysical Journal*, 701, 1398
- Scargle J. D., 1982, *Astrophysical Journal*, 263, 835
- Schmidt M., 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schwab F. R., 1984, *AJ*, 89, 1076
- Shahbaz T., Ringwald F. A., Bunn J. C., Naylor T., Charles P. A., Casares J., 1994, *Monthly Notices of the RAS*, 271, L10
- Shahbaz T., Bandyopadhyay R., Charles P. A., Naylor T., 1996, *Monthly Notices of the RAS*, 282, 977
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *Astronomy & Astrophysics*, 24, 337
- Shapiro S. L., Teukolsky S. A., 1983, Black holes, white dwarfs, and neutron stars : The physics of compact objects
- Shaposhnikov N., Titarchuk L., 2009, *Astrophysical Journal*, 699, 453
- Shaw A. W., et al., 2016, *Monthly Notices of the RAS*, 458, 1636
- Shima E., Matsuda T., Takeda H., Sawada K., 1985, *Monthly Notices of the RAS*, 217, 367
- Shimura T., Takahara F., 1995, *Astrophysical Journal*, 445, 780
- Shklovskii I. S., 1964, *Soviet Ast.*, 7, 748
- Siegert T., et al., 2016, *Nature*, 531, 341
- Sivakoff G. R., Bahramian A., Altamirano D., Beardmore A. P., Kuulkers E., Motta S., 2015, The Astronomer's Telegram, 7959
- Smirnov O. M., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 527, A106
- Snell R. L., Loren R. B., Plambeck R. L., 1980, *Astrophysical Journal, Letters*, 239, L17
- Soleri P., Fender R., 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 413, 2269
- Spitler L. G., et al., 2016, *Nature*, 531, 202

- Steeghs D., Miller J. M., Kaplan D., Rupen M., 2003, *The Astronomer's Telegram*, 146
- Steiner J. F., McClintock J. E., Reid M. J., 2012, *Astrophysical Journal, Letters*, 745, L7
- Stiele H., Kong A. K. H., 2016, *Monthly Notices of the RAS*, 459, 4038
- Stirling A. M., Spencer R. E., de la Force C. J., Garrett M. A., Fender R. P., Ogley R. N., 2001, *Monthly Notices of the RAS*, 327, 1273
- Stirling A. M., Spencer R. E., Cawthorne T. V., Paragi Z., 2004, *Monthly Notices of the RAS*, 354, 1239
- Sunyaev R. A., Titarchuk L. G., 1980, *Astronomy & Astrophysics*, 86, 121
- Svensson R., 1987, *Monthly Notices of the RAS*, 227, 403
- Szostek A., Zdziarski A. A., 2008, *Monthly Notices of the RAS*, 386, 593
- Tanaka Y. T., Omodei N., Giglietto N., Takahashi H., Thompson D. J., Ciprini S., Den Hartog P. R., 2012, *The Astronomer's Telegram*, 3886
- Tanaka Y. T., et al., 2016, *Astrophysical Journal*, 823, 35
- Tananbaum H., Gursky H., Kellogg E., Giacconi R., Jones C., 1972, *Astrophysical Journal, Letters*, 177, L5
- Tauris T. M., van den Heuvel E. P. J., 2006, Formation and evolution of compact stellar X-ray sources. pp 623–665
- Tavani M., et al., 2008, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 588, 52
- Tavani M., et al., 2009, *Nature*, 462, 620
- Tavani M., et al., 2016, *The Astronomer's Telegram*, 8597
- Taylor J. H., Weisberg J. M., 1982, *Astrophysical Journal*, 253, 908
- Taylor G. B., Carilli C. L., Perley R. A., eds, 1999, Synthesis Imaging in Radio Astronomy II  
Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 180
- Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J. C., 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 418, L79
- Tennant A. F., Fabian A. C., Shafer R. A., 1986, *Monthly Notices of the RAS*, 221, 27P
- Tetarenko A., Sivakoff G. R., Gurwell M. A., Petitpas G., Wouterloot J. G. A., Miller-Jones J. C., 2015, *The Astronomer's Telegram*, 7661
- Tetarenko B. E., Sivakoff G. R., Heinke C. O., Gladstone J. C., 2016, *Astrophysical Journal, Supplement*, 222, 15
- Thompson A. R., Clark B. G., Wade C. M., Napier P. J., 1980, *Astrophysical Journal, Supplement*, 44, 151
- Thorne K. S., Price R. H., 1975, *Astrophysical Journal, Letters*, 195, L101
- Tompkins W. F., 1999, PhD thesis, STANFORD UNIVERSITY
- Tomsick J. A., Kaaret P., Kroeger R. A., Remillard R. A., 1999, *Astrophysical Journal*, 512, 892
- Tomsick J. A., Kalemci E., Kaaret P., 2004, *Astrophysical Journal*, 601, 439
- Tomsick J. A., Corbel S., Goldwurm A., Kaaret P., 2005, *Astrophysical Journal*, 630, 413
- Tomsick J. A., Yamaoka K., Corbel S., Kaaret P., Kalemci E., Migliari S., 2009, *Astrophysical Journal, Letters*, 707, L87
- Tomsick J. A., Yamaoka K., Corbel S., Kalemci E., Migliari S., Kaaret P., 2014, *Astrophysical Journal*, 791, 70

- Tomsick J. A., et al., 2015, *Astrophysical Journal*, 808, 85
- Trushkin S. A., Nizhelskij N. A., Tsybulev P. G., 2015a, The Astronomer's Telegram, 7716
- Trushkin S. A., Nizhelskij N. A., Tsybulev P. G., 2015b, The Astronomer's Telegram, 8454
- Tudose V., et al., 2007, *Monthly Notices of the RAS*, 375, L11
- Ueda Y., Inoue H., Tanaka Y., Ebisawa K., Nagase F., Kotani T., Gehrels N., 1998, *Astrophysical Journal*, 492, 782
- Vargas M., et al., 1997, *Astrophysical Journal, Letters*, 476, L23
- Vasilopoulos G., Petropoulou M., 2016, *Monthly Notices of the RAS*, 455, 4426
- Verbunt F., van den Heuvel E. P. J., 1995, X-ray Binaries, pp 457–494
- Verner D. A., Ferland G. J., Korista K. T., Yakovlev D. G., 1996, *Astrophysical Journal*, 465, 487
- Véron-Cetty M.-P., Véron P., 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, A10
- Vilhu O., Hakala P., Hannikainen D. C., McCollough M., Koljonen K., 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 501, 679
- Vollmer B., et al., 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 511, A53
- Wagner R. M., Kreidl T. J., Howell S. B., Starrfield S. G., 1992, *Astrophysical Journal, Letters*, 401, L97
- Warner B., 2003, Cataclysmic Variable Stars, doi:10.1017/CB09780511586491.
- Webster B. L., Murrin P., 1972, *Nature*, 235, 37
- Wells D. C., Greisen E. W., Harten R. H., 1981, *Astronomy & Astrophysics, Supplement*, 44, 363
- Wheatley P. J., Mauche C. W., Mattei J. A., 2003, *Monthly Notices of the RAS*, 345, 49
- White N. E., Holt S. S., 1982, *Astrophysical Journal*, 257, 318
- Wijnands R., Méndez M., Miller J. M., Homan J., 2001, *Monthly Notices of the RAS*, 328, 451
- Wilks S. S., 1938, *Ann. Math. Statist.*, 9, 60
- Williams P. K. G., Berger E., 2016, *Astrophysical Journal, Letters*, 821, L22
- Williams P. K. G., et al., 2011, *Astrophysical Journal, Letters*, 733, L20
- Wilms J., Allen A., McCray R., 2000, *Astrophysical Journal*, 542, 914
- Wolszczan A., Frail D. A., 1992, *Nature*, 355, 145
- Younes G., 2015, GRB Coordinates Network, 17932
- Yuan F., Taam R. E., Misra R., Wu X.-B., Xue Y., 2007, *Astrophysical Journal*, 658, 282
- Yungelson L. R., Lasota J.-P., Nelemans G., Dubus G., van den Heuvel E. P. J., Dewi J., Portegies Zwart S., 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 454, 559
- Zacharias N., Finch C. T., Girard T. M., Henden A., Bartlett J. L., Monet D. G., Zacharias M. I., 2012, *VizieR Online Data Catalog*, 1322
- Zanin R., Fernández-Barral A., de Oña-Wilhelmi E., Aharonian F., Blanch O., Bosch-Ramon V., Galindo D., 2016, preprint, (arXiv:1605.05914)
- Zdziarski A. A., 1999, in Poutanen J., Svensson R., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 161, High Energy Processes in Accreting Black Holes*. p. 16 (arXiv:astro-ph/9812449)

- Zdziarski A. A., Gierliński M., Mikołajewska J., Wardziński G., Smith D. M., Harmon B. A., Kitamoto S., 2004, *Monthly Notices of the RAS*, 351, 791
- Zdziarski A. A., Mikołajewska J., Belczyński K., 2013, *Monthly Notices of the RAS*, 429, L104
- Zdziarski A. A., Malyshev D., Chernyakova M., Pooley G. G., 2016, preprint, ([arXiv:1607.05059](https://arxiv.org/abs/1607.05059))
- Zel'dovich Y. B., Novikov I. D., 1965, *Soviet Physics Uspekhi*, 7, 763
- Zickgraf F.-J., Engels D., Hagen H.-J., Reimers D., Voges W., 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 406, 535
- Zwart J. T. L., et al., 2008, *Monthly Notices of the RAS*, 391, 1545
- Życki P. T., Done C., Smith D. A., 1999a, *Monthly Notices of the RAS*, 305, 231
- Życki P. T., Done C., Smith D. A., 1999b, *Monthly Notices of the RAS*, 309, 561
- van Cittert P. H., 1934, *Physica*, 1, 201
- van Kerkwijk M. H., Geballe T. R., King D. L., van der Klis M., van Paradijs J., 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 314, 521
- van Leeuwen F., 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 474, 653
- van Paradijs J., 1996, *Astrophysical Journal, Letters*, 464, L139
- van den Heuvel E. P. J., Heise J., 1972, *Nature Physical Science*, 239, 67
- van der Laan H., 1966, *Nature*, 211, 1131