



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le 03/10/2019 par :

MATHIAS PÉAULT

Émission multi-longueurs d'onde du jet compact de MAXI J1836-194

JURY

NATALIE WEBB

GUILLAUME DUBUS

SUSANNA VERGANI

ANDREAS ZECH

JULIEN MALZAC

MICKAËL CORIAT

Astronome

Directeur de Recherche

Directrice de Recherche

Maître de Conférences

Chargé de Recherche

Astronome Adjoint

Présidente du Jury

Rapporteur

Examinatrice

Rapporteur

Directeur

Co-directeur

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie — Astrophysique

Unité de Recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeurs de Thèse :

Julien MALZAC et Mickaël CORIAT

Rapporteurs :

Andreas ZECH et Guillaume DUBUS

AVANT-PROPOS

"Et alors, tu travailles sur quoi toi?". Voici sans aucun doute la question à laquelle j'ai été le plus confronté depuis le début de mon doctorat. Tutoiement, vouvoiement, en anglais, en français, question sincère ou polie, chercheur pompeux, grand-oncle pompette, ami pompier, je remarquai rapidement que cette interrogation protéiforme entraînait systématiquement une réponse différente de ma part. Beaucoup de paramètres nécessitaient d'être pris en compte : mon progrès au cours de ces trois ans de thèse en premier lieu, mais aussi le temps imparti pour répondre, le niveau astrophysique de l'interrogateur et naturellement la propension de son esprit à gérer les substances à consommer avec modération. Hormis les experts du milieu, l'évocation du mot *jets* ne semblait pas susciter de petite lueur dans le regard de mes interlocuteurs, celui-ci se vidait même complètement quand suivait alors le mot *relativistes*. Constatant la drastique chute d'intérêt de l'inquisiteur non-initié une fois ces vocables prononcés, je pus néanmoins compter sur un allié très précieux, mon smartphone, afin de proposer de magnifiques vues d'artiste et provoquer, dans la majorité des cas, l'émerveillement nécessaire à la satisfaction de mon égo. Tout cela s'appliquant également à la totalité de mes collègues doctorants, je compris alors que ce manuscrit allait constituer une certaine revanche pour vous faire comprendre et aimer mon sujet de recherche. Avec, je m'y engage, un minimum d'artifices visuels.

REMERCIEMENTS

Pour ne rien vous cacher, ce n'est pas sans soulagement que je m'engage dans l'écriture de ces traditionnels remerciements. En effet, pour bon nombre d'entre nous, cette étape marque la fin de la rédaction de la thèse. Dernier effort à fournir avant de pouvoir enfin redresser la tête et s'intéresser à d'autres aspects de la vie. Il m'est permis à présent de repenser à toutes ces heures de labeur et de savourer le fait que, plus jamais, je n'aurai à revivre cette expérience. Pensée rapide en passant pour les camarades qui n'en ont pas encore terminé.

Je tiens, en premier lieu, à remercier chaleureusement Julien et Mickaël. Merci de m'avoir choisi, de m'avoir fait confiance pour ce travail, de m'avoir aidé et aussi, je l'ai apprécié, de m'avoir laissé galérer assez libre. Je vous serai toujours reconnaissant de m'avoir donné l'opportunité de vivre cette expérience... qui m'aura permis d'identifier ma vraie vocation.

Pour les autres, sachez qu'il est délicat d'effectuer des remerciements sans oublier. C'est pourquoi je tiens à remercier de manière globale tous les gens qui m'ont apporté leur aide pendant ces 3 années, aussi bien au laboratoire qu'en dehors. Ceci étant dit, il est évident que certaines personnes ont été plus importantes que d'autres. Je pense notamment aux personnes qui m'ont fait marrer. Côté collègues merci à Paul, Étienne, Gaylor, Damien, Abraham, de m'avoir apporté un peu de rire, et ce, dans des genres assez différents ...surtout Paul. Merci aussi à ceux qui m'ont apporté du soutien moral en dehors du laboratoire. Évidemment merci à Marie. Merci aux acolytes pour ces soirées/nuits/WE de GAMING (Lopes, Ludo, Val). Merci aux potos de Vendée, aux potos du tennis, aux potos du Master et à mes amis que je ne vois plus. Mention spéciale également à Pierrick Martin (qui associé à Mickaël d'ailleurs) a pu également réduire de manière certaine l'ennui des réunions/conférences du groupe GAHEC.

Merci à Tanguy Jounier de m'avoir apporté tout ce qu'il m'a apporté.

Merci aussi à mes parents et à ma soeur qui ont pu être utile une fois ou deux. Vous méritez qu'on vous remercie. Merci à Nicole et Alain aussi pour votre aide tout sauf négligeable.

Enfin, merci à POUR LA FRANCE qui possède une place toute spéciale dans cette aventure. Plus d'infos sur le groupe.

RÉSUMÉ

L'éjection de matière sous forme de jets astrophysiques est un phénomène observable dans une très grande variété d'objets célestes, à plusieurs échelles de masse et d'énergie. Durant ces dernières décennies, le couplage intime entre accréation de matière et éjections relativistes fut l'objet de nombreuses campagnes d'observations multi-longueurs d'onde, menant à une amélioration significative de sa compréhension. Toutefois, ces découvertes ont également mis en avant les limites de nos modèles théoriques visant à reproduire l'émission des jets relativistes. Ceci, entre autres, en l'absence d'une description précise du mécanisme physique à l'origine du lancement de ces jets. Ce travail de thèse vise à répondre à certaines interrogations ainsi soulevées.

L'objectif premier de cette thèse est de reproduire l'émission multi-longueurs d'onde du jet compact du microquasar MAXI J1836-194 lors de son éruption de 2011. Pour ce faire, nous utilisons un modèle numérique basé sur le principe des chocs internes, baptisé *ishem*, dont l'hypothèse fondatrice et inédite consiste à supposer que les fluctuations de vitesses du jet sont directement gouvernées par la variabilité du disque d'accréation. À l'aide de cinq jeux de données multi-longueurs d'onde et de la variabilité X simultanée mesurée dans le disque, nous proposons un scénario d'évolution du jet reproduisant fidèlement son émission multi-bandes pour cinq dates de sa phase éruptive. Nous tâchons de définir quels paramètres de la simulation ont le plus d'influence dans la modélisation des spectres ainsi que dans l'évolution des caractéristiques spectrales du jet compact au cours de l'éruption. Le nombre de paramètres étant important nous réalisons enfin une étude en profondeur de la dégénérescence afin d'apporter de nouvelles contraintes en vue de respecter de manière optimale la cohérence physique de nos résultats.

Par la suite, nous nous concentrons un peu plus sur l'aspect numérique de l'étude et sur le futur du modèle. En effet, le modèle *ishem* étant toujours en développement, nous nous penchons sur certains axes d'amélioration non (ou mal) pris en compte par le modèle dans sa version actuelle. Ceci, dans le but d'estimer si l'implémentation de nouveaux modules infirme ou confirme nos conclusions pré-établies. Dans un premier temps, nous étudions, par le biais d'une étude semi-analytique, les changements apportés par une prise en compte rigoureuse du refroidissement adiabatique et du refroidissement synchrotron. Puis, nous déterminons les changements apportés par la considération précise des effets d'anisotropie du rayonnement.

ABSTRACT

The ejection of matter in the form of astrophysical jets is a phenomenon observable in a very large variety of celestial objects, at multiple scales of mass and energy. In the last decades, the intimate coupling between the accretion of matter and relativistic ejections was the subject of numerous multiwavelength observation campaigns, leading to a significant improvement of its comprehension. However, those discoveries also pointed out the limits of our theoretical models aiming to reproduce the emission of relativistic jets. This, due to, among others, the absence of an accurate description of the physical mechanism at the origin of the jets launching. This thesis work aims to answer some questions raised during this period.

The first objective of this thesis is to reproduce the multiwavelength emission of the microquasar MAXI J1836-194 compact jet during its 2011 outburst. To do so, we use a numerical model based on the principle of internal shocks, named *ishem*, whose innovative hypothesis consists in assuming that the jet velocity fluctuations are directly driven by the variability of the accretion disc. Using five multiwavelength data sets along with the simultaneous X-ray variability measured in the disc, we propose a scenario that follows the jet evolution and which reproduces its multiwavelength emission for five epochs of its outburst. We define which simulation parameters have the most influence during the modelling of the spectra and also which parameters enable to track the spectral properties of the compact jet during the outburst in the most convenient way. As the number of simulation parameters is very high, we perform an in-depth study of the parameter space degeneracy in order to bring some new constraints in view of optimally respect the physical coherence of our results.

Thereafter, we focus more particularly on the numerical aspect of the study and on the future of the model. Indeed, the *ishem* model being still in the development phase, we are looking at areas of improvement that have not (or partially) been taken into account by the model in its current version. This, in order to estimate whether the implementation of a new physical element in the code infirm or confirm our previously established conclusions. Firstly, we examine, through a semi-analytical study, the potential modifications brought by the rigorous consideration of the adiabatic cooling and of the synchrotron cooling. Then, we determine the changes provided by the exact consideration of the anisotropy effects in the simulations and compare their impact on the simulated spectra to our results.

SOMMAIRE

Liste des figures	viii
Liste des tableaux	ix
Introduction	1
1 Astrophysique des jets relativistes	5
1.1 Objets compacts et accrétion * * * * *	7
1.2 Couplage Accrétion/Éjection * * * * *	15
1.3 Émission des jets relativistes * * * * *	21
1.4 Instruments d'intérêt * * * * *	28
2 Modélisation de l'émission du jet compact de MAXI J1836-194	33
2.1 MAXI J1836-194 * * * * *	35
2.2 Le modèle de chocs internes <i>ishem</i> * * * * *	38
2.3 Modélisation * * * * *	49
2.4 Étude de la dégénérescence * * * * *	56
2.5 Conclusions de l'étude * * * * *	62
3 Limites de l'étude et perspectives	65
3.1 Le refroidissement des particules * * * * *	67
3.2 L'incidence de l'angle d'inclinaison * * * * *	75
Conclusion	83
A Publications	87
A.1 En tant que premier auteur * * * * *	89
A.2 En tant que co-auteur * * * * *	103
Bibliographie	123

LISTE DES FIGURES

1.1	Photo historique du premier trou noir * * * * *	8
1.2	Binaire X de faible masse transférant sa masse * * * * *	12
1.3	Lobes de Roche dans un système binaire * * * * *	13
1.4	Similitude entre quasar et microquasar. * * * * *	14
1.5	Blandford & Payne, Blandford Znajek schématisés * * * * *	15
1.6	Courbe de lumière X de GX 339-4 * * * * *	16
1.7	Diagramme dureté-intensité de la source GX 339-4 * * * * *	17
1.8	Spectres de puissances X observés dans la source GX 339-4 * * * * *	18
1.9	Corrélation radio/X pour un échantillon de sources * * * * *	20
1.10	Densité spectrale d'énergie d'une couche de jet * * * * *	23
1.11	Spectre d'émission du jet total d'après le modèle de Blandford et Königl * *	25
1.12	Description schématique du modèle des chocs internes * * * * *	26
1.13	Influence du spectre de puissance sur le spectre final * * * * *	27
1.14	Instruments d'intérêt * * * * *	29
1.15	Description de l'instrumentation de RXTE et Swift * * * * *	30
1.16	Instrument MAXI * * * * *	31
2.1	Diagramme dureté-intensité de l'éruption de MAXI J1836-194 en 2011 * * *	37
2.2	Spectres de puissances injectés dans le modèle * * * * *	45
2.3	Effet des principaux paramètres du modèle * * * * *	46
2.4	Densités spectrales d'énergie obtenues via <i>ishem</i> * * * * *	53
2.5	Deux possibilités d'ajustement du 17 septembre * * * * *	54
2.6	Influence directe du facteur de Lorentz sur la puissance et l'angle d'ouverture	57
2.7	Carte de l'espace des paramètres pour la date du 17 septembre avec $M=10.3M_{\odot}$	60
2.8	Carte de l'espace des paramètres pour la date du 17 septembre avec $M=20M_{\odot}$	62
3.1	Impact d'un refroidissement synchrotron pur sur une population d'électrons	71
3.2	Impact d'un refroidissement synchrotron et adiabatique * * * * *	73
3.3	Schéma du calcul d'émission d'un éjecta prenant en compte l'anisotropie. *	76
3.4	Effets de l'influence de l'angle d'inclinaison sur les résultats du modèle * *	79
3.5	Comparaison de la dépendance angulaire * * * * *	80

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Paramètres de la simulation <i>shogen</i>	* * * * *	40
2.2	Paramètres de la simulation <i>shem</i>	* * * * *	41
2.3	Paramètres du modèle <i>diskir</i>	* * * * *	49
2.4	Paramètres principaux de la simulation	* * * * *	55
2.5	Réduction possible des valeurs de facteur de Lorentz	* * * * *	57
3.1	Estimations de τ_a et τ_s et ν_c .	* * * * *	74

INTRODUCTION

La première apparition des jets astrophysiques dans les observations scientifiques remonte à un tout petit peu plus de cent ans à l'heure où j'écris ce manuscrit. En 1918, l'astronome Heber Doust Curtis remarque un "curieux rayon rectiligne" (Curtis, 1918) qui semble "relié au noyau" de celle que l'on nommait encore nébuleuse Messier 87. À cette époque, bon nombre de défis font face à l'astronomie et ce "curieux rayon" n'apparaît alors pas vraiment comme une priorité. C'est en 1954 que deux astronomes, Walter Baade et Hermann Minkowski, se repenchant finalement sur la galaxie M87 et renomment cette curiosité *jet* supposant qu'il pourrait s'agir là d'une entité associée à une éjection rapide de matière (pas encore reliée à son trou noir supermassif central) (Baade and Minkowski, 1954). Très vite, des jets similaires sont observés dans d'autres galaxies abritant des noyaux actifs (NAGs ou AGN : radiogalaxies, quasars). Comme dans le cas de M87, ils ont la particularité d'être rapides, collimatés, incroyablement énergétiques et de pouvoir s'étendre sans discontinuer sur des distances prodigieuses. Sous certaines conditions, ces éjections peuvent même atteindre des vitesses extrêmement proches de la célérité de la lumière. On appelle alors ce type de jets, *jets relativistes*. Par la suite, des jets sont détectés dans d'autres catégories d'objets telles les étoiles T Tauri (objets Herbig-Haro) mais aussi dans des systèmes binaires évolués. Il apparaît même, au fur et à mesure des détections, que la très grande majorité de ces sources sont en réalité galactiques, regroupées dans un groupe d'objet particulier : les binaires X. La découverte en 1980 de jets bilatéraux se propageant à $\sim 0.26c$ dans la binaire SS433 (source ayant la particularité d'émettre des jets de façon continue) puis l'observation, en 1994, de jets se déplaçant à des vitesses superluminiques dans GRS 1915+105 révolutionnent profondément le champ d'études, faisant prendre conscience aux astrophysiciens de l'aspect universel des jets relativistes. Il est alors rapidement compris que de tels phénomènes sont présents dans différents types d'objets et à toutes échelles de masse, à condition de partager une condition physique essentielle : l'accrétion de matière.

Afin de déterminer le lien intime reliant les jets astrophysiques à l'accrétion de matière, il est apparu nécessaire d'étudier les sources de jets en combinant un maximum de domaines spectraux, et ce, de manière simultanée. Cette idée naît au début des années 1970, véritable essor de l'astronomie X, à la suite du formidable élan observationnel amorcé par la découverte de Scorpius X-1 (Giacconi et al., 1962). Le nombre de binaires X cataloguées croît alors fortement et suscite un intérêt massif de la communauté des observateurs. Plusieurs instruments sont construits et pointés vers les binaires avec pour objectif de mieux comprendre ces objets célestes et, aussi, de les positionner de manière précise. Cet enthousiasme général entraîne la découverte de contreparties radio dans Sco X-1 et Cyg X-1 (Hjellming and Wade, 1971a,b) (aujourd'hui associées au refroidissement synchrotron d'électrons au sein du jet), déclenchant aussitôt plusieurs campagnes d'observations dans d'autres bandes (submillimétrique, infrarouge, optique, etc). Le principal résultat de ces opérations fut la constatation que les sources possédant des jets émettent sur la quasi-totalité du spectre électromagné-

tique, chaque entité de l'objet (objet compact, disque d'accrétion, jet, étoile compagnon, etc) étant associée à une bande spectrale propre. La révélation progressive de l'existence de corrélations étroites entre certains domaines spectraux (Hannikainen et al., 1998; Corbel et al., 2003; Gallo et al., 2003), et donc entre certains composants d'une même source, pousse alors définitivement les scientifiques à étudier la variabilité multi-longueurs d'onde des binaires X, imposant ainsi le caractère simultané des observations.

Grâce à ces dispositions, la compréhension du couplage entre l'accrétion et l'éjection s'est améliorée significativement ces dernières années. Il a été démontré qu'il existe un plan fondamental de l'accrétion de trous noirs mettant en relation la luminosité radio, la luminosité X et la masse d'un trou noir accrétant (Merloni et al., 2003; Falcke et al., 2004; Gültekin et al., 2019, et références internes). Le scénario du cycle d'activité des binaires X décrivant les variations spectrales et temporelles du disque d'accrétion et du jet potentiel s'écrit lui aussi de plus en plus précisément. La corrélation étroite entre la variabilité X du disque d'accrétion et la variabilité du jet est maintenant totalement établie (Middleton et al., 2017, et références internes). Du point de vue de l'émission du jet, l'évolution technique a permis aux observations d'apporter des nouvelles informations cruciales. En témoigne la mise en lumière du spectre radio plat caractéristique des binaires X pendant l'état dur (Corbel et al., 2000; Fender et al., 2000; Corbel and Fender, 2002) dont l'impact sur les modèles théoriques s'est révélé déterminant.

Toutefois, alors que des explications sont apportées fréquemment dans le milieu de l'astrophysique des jets, perçant chaque jour un peu plus le mystère qui plane sur ces sources X, certaines questions fondamentales restent toujours sans réponses. Le mécanisme à l'origine des éjections et la nature de l'apport énergétique permettant au jet de rester collimaté sur plusieurs kiloparsecs sont toujours inconnus. La composition du jet est sujette à énormément d'interrogations, idem pour la façon dont la masse et la puissance sont transférées entre le disque et le jet. On ne sait toujours pas non plus avec certitude comment le jet évolue au cours du cycle d'activité des binaires. Enfin, on ne sait pas reproduire fidèlement leur émission multi-longueur d'onde.

Mon travail de thèse s'inscrit dans la lignée de tout travaux antérieurs visant à répondre à ces questions cruciales. L'objectif y est de reproduire, à l'aide de simulations, le spectre multi-longueurs d'onde d'un jet compact en utilisant les propriétés du disque d'accrétion associé, testant ainsi un peu plus en profondeur le lien entre accrétion et éjection. Il s'appuie sur des observations multi-bandes de la source MAXI J1836-194 présentant des caractéristiques inédites. Pour la première fois, un jet est suivi pendant une éruption complète par une campagne d'observations multi-longueurs d'onde simultanées. Et, par-dessus tout, la composante spectrale associée au jet semble dominer la composante spectrale du disque d'accrétion, permettant un ajustement des données significativement plus précis et indiquant un angle d'inclinaison extrêmement faible, sans précédent dans l'historique des détections.

Ce manuscrit est divisé en trois chapitres :

- Le premier chapitre vise à apporter le bagage astrophysique nécessaire à la compréhension de mes travaux. Il présente les objets célestes d'intérêt et introduit les concepts physiques primordiaux de la physique des jets relativistes. Une place spéciale est par ailleurs accordée aux modèles théoriques d'émission de ces jets.
- Le second chapitre est la substantifique moelle de mon travail de thèse. Il s'intéresse à la reproduction de l'émission multi-longueurs d'onde de la source MAXI J1836-194 à l'aide du modèle numérique *ishem*. Les données utilisées ainsi que les paramètres physiques de la simulation y sont présentés. La procédure d'ajustement utilisée pour

obtenir nos résultats est détaillée de manière explicite. Une section est également consacrée à l'exploration approfondie de l'espace des paramètres dans le but d'étudier la forte dégénérescence et d'apprécier son influence sur nos conclusions.

- Le troisième et dernier chapitre apporte les premières pierres en vue de la sophistication du modèle *ishem*. Il étudie de manière préliminaire les effets de refroidissement des particules et l'influence de l'angle d'inclinaison dans le processus d'émission, pour le moment non implémentés (partiellement pour le second) dans le modèle, et tente d'appréhender leur impact sur les résultats du deuxième chapitre.

Chapitre 1

Astrophysique des jets relativistes

Sommaire

1.1	Objets compacts et accréation	* * * * *	7
1.1.1	Objets compacts	* * * * *	7
1.1.2	Binaires X	* * * * *	11
1.2	Couplage Accréation/Éjection	* * * * *	15
1.2.1	Activité des binaires X	* * * * *	15
1.2.2	Phase éruptive et états spectraux	* * * * *	16
1.2.3	Corrélation radio/X	* * * * *	19
1.3	Émission des jets relativistes	* * * * *	21
1.3.1	Le modèle standard	* * * * *	21
1.3.2	Le modèle de chocs internes	* * * * *	25
1.3.3	Modèles alternatifs	* * * * *	27
1.4	Instruments d'intérêt	* * * * *	28
1.4.1	Sur le plancher des vaches	* * * * *	28
1.4.2	Dans l'espace	* * * * *	29

Résumé :

Ce premier chapitre est dédié à la description des objets et des phénomènes impliqués dans l'éjection de matière relativiste au sein des microquasars. Il contient les connaissances de base nécessaires à la compréhension de la physique des jets et se concentre particulièrement sur leur émission. Une première section est consacrée aux objets compacts et à leur rôle majeur dans le processus d'éjection via l'accrétion de matière au sein des binaires X. Une deuxième section, plus phénoménologique, s'intéresse un peu plus en détail au couplage entre l'accrétion et l'éjection de matière dans ces systèmes. Elle revient notamment sur leurs phases éruptives où propriétés spectrales et temporelles sont, en parallèle de l'activité d'éjection, l'objet de variations importantes. Une troisième section présente le modèle théorique standard utilisé pour expliquer l'émission multi-longueurs d'onde de ces jets et se penche sur le modèle, plus élaboré, de chocs internes. Enfin, une dernière section présente quelques instruments d'observations, à la fois spatiaux et sur Terre, dont j'ai utilisé les données au cours de mon travail de thèse.

1.1 Objets compacts et accrétion

1.1.1 Objets compacts

En astrophysique, le terme *objets compacts* désigne une triade d'objets célestes aux propriétés gravitationnelles extrêmes, constituant chacun l'étape ultime de l'évolution stellaire. On y trouve les **naines blanches**, les **étoiles à neutrons** et les **trous noirs**.

La formation de ces objets prend son origine à la "mort" des étoiles, phase au cours de laquelle les réserves en gaz combustible arrivent à épuisement. Cette pénurie de combustible entraîne l'arrêt de toute activité thermonucléaire au sein de l'étoile et provoque, par conséquent, une chute de la production de photons au cœur de l'étoile. Faute d'éclat, la pression radiative et la pression thermique du gaz chutent et ne résistent plus à la force gravitationnelle de l'astre auto-gravitant. L'étoile perd alors sa stabilité et s'effondre sur elle-même formant, via divers processus non discutés ici, un objet beaucoup plus petit et beaucoup plus dense¹ que la physique classique ne suffit plus à décrire. Même si le sujet reste aujourd'hui quelque peu obscur, les astrophysiciens estiment que plus l'étoile progénitrice est massive, plus le résidu formé est compact.

Zoologie

- Naines Blanches :

Dans le cas des naines blanches, l'effondrement gravitationnel est stoppé par la pression de dégénérescence des électrons. Cette pression, décrite par la mécanique quantique via le principe d'incertitude de Heisenberg et surtout via le principe d'exclusion de Pauli, interdit à deux fermions de se retrouver dans le même état quantique au sein d'un même système. Ce phénomène permet aux naines blanches de conserver un rayon moyen de l'ordre du rayon terrestre ($\sim 5000\text{km}$) pour des masses allant de $0.17M_{\odot}$ (Kilic et al., 2007) à $1.4M_{\odot}$ (limite de Chandrasekhar) donnant lieu à des densités pouvant atteindre 10^9 kg.cm^{-3} , soit 200 000 fois plus élevée que sur Terre. Bien que les naines blanches ne soient plus le siège de fusion thermonucléaire, leur température de surface est toujours extrêmement élevée ce qui leur permet de rester visibles par le biais de rayonnement thermique. D'ici plusieurs milliards d'années, une fois ce refroidissement achevé (ce n'est le cas pour aucune naine blanche aujourd'hui), ces résidus stellaires -ne brillant plus- sont destinés à devenir des *naines noires*.

- Étoiles à neutrons :

Dans le cas des étoiles à neutrons, l'équilibre est cette fois garanti par la pression de dégénérescence des neutrons. Durant leur processus de formation, l'effondrement gravitationnel entraîne une montée si drastique de la densité et de la température que les conditions de capture électronique par les protons se retrouvent grandement favorisées. Les deux particules se mettent alors à fusionner pour former un astre composé quasi-exclusivement de neutrons, d'où son nom. De part leur masse bien plus importante, les neutrons nécessitent des densités bien plus élevées que les électrons pour remplir tous les états quantiques disponibles. Par conséquent le rayon moyen des étoiles à neutrons est bien plus faible que celui des naines blanches. Une étude réalisée sur un échantillon de 35 étoiles à neutrons estime sa valeur aux alentours de 10km pour des masses allant de $1.17M_{\odot}$ à $2M_{\odot}$ (Özel and Freire, 2016), impliquant alors des densités de l'ordre de $10^{18} \text{ kg.cm}^{-3}$.

1. Attention toutefois aux abus de langage, la densité perdant tout sens physique quand appliquée aux trous noirs.

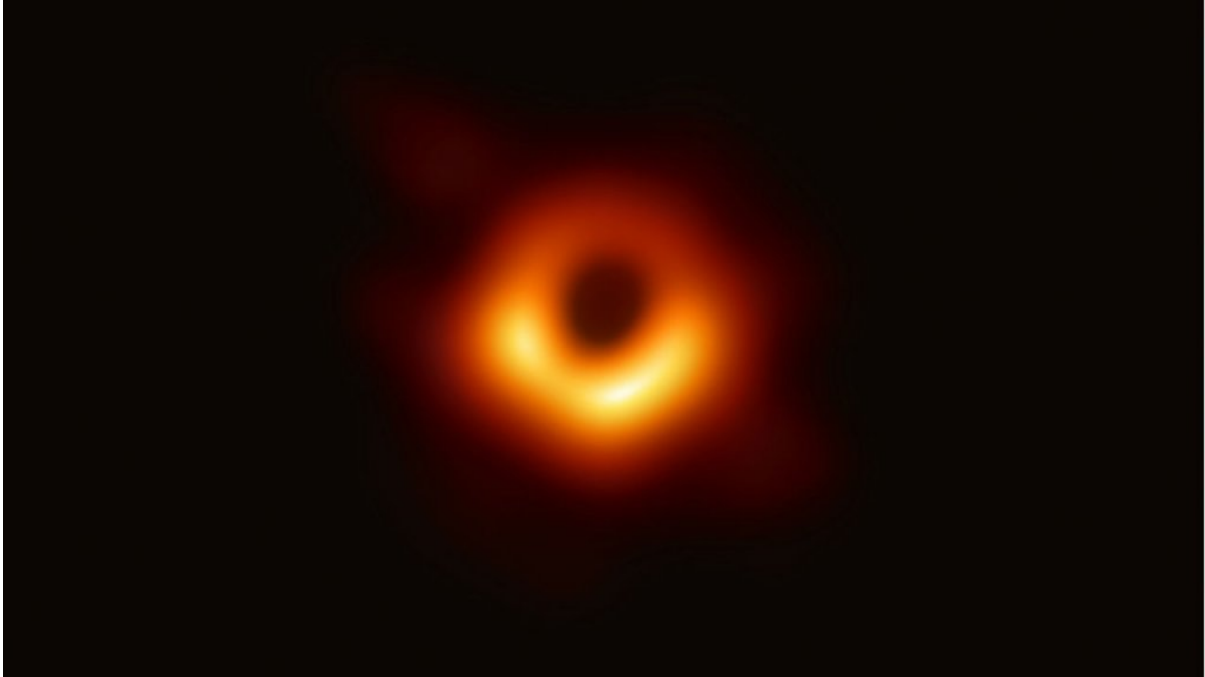


FIGURE 1.1 – Première photo historique d'un trou noir supermassif (au centre de M87) captée par l'Event Horizon Telescope en 2019 (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019).

- *Trous noirs* :

Dans le cas où la pression de dégénérescence des neutrons n'est pas assez conséquente pour contrebalancer l'effondrement gravitationnel, l'objet continue son inexorable contraction pour former un trou noir (Figure 1.1). Dans ces objets, toute la masse du résidu stellaire est ramenée en un point, appelé singularité gravitationnelle. Le champ gravitationnel de cette singularité est si immense que la lumière elle-même s'y retrouve piégée, formant une surface au delà de laquelle toute information est perdue : l'horizon des événements. Selon la rotation du trou noir, cette frontière est plus ou moins proche de la singularité. Pour un trou noir sans rotation (dit trou noir de Schwarzschild), l'horizon des événements est confondu avec le rayon de Schwarzschild exprimé comme suit :

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (1.1)$$

avec G la constante de gravitation, M la masse du trou noir et c la célérité de la lumière dans le vide. Typiquement, un trou noir de Schwarzschild de $10M_\odot$ a un rayon associé d'environ 30km. Pour un trou noir en rotation maximale, l'horizon des événements est plus proche de moitié avec :

$$R_H = \frac{GM}{c^2} = \frac{R_S}{2} \quad (1.2)$$

Le processus discuté ci-dessus se focalise sur la formation des trous noirs dits de *masse stellaire*, hors, et contrairement aux naines blanches et aux étoiles à neutrons, ce type de trous noirs n'est pas unique. En effet, nous avons aujourd'hui de solides preuves de l'existence de trous noirs dits *supermassifs* que l'on retrouve au centre de la grande majorité des galaxies et dont la masse peut varier entre 10^5M_\odot et $10^{10}M_\odot$ (Meier, 2012). La formation de ces trous noirs est toujours l'objet de recherches intenses mais il ne fait aucun doute que leur

évolution est étroitement liée à celui de leur galaxie hôte. De la même manière, de nombreux indices semblent attester de l'existence d'une catégorie de trous noirs faisant le lien entre les trous noirs de masse stellaire et les trous noirs supermassifs, dont ils pourraient être les briques élémentaires : les trous noirs dits de *masse intermédiaire* (Farrell et al., 2009). Ces trous noirs auraient une masse de l'ordre de $10^2 M_\odot$ à $10^4 M_\odot$ (Meier, 2012) et pourraient être situés au centre des galaxies naines. La confirmation de leur existence permettrait notamment d'élucider une partie du mystère des sources X ultralumineuses (ULXs). Le développement de l'astronomie gravitationnelle ainsi que les prochaines générations de télescopes nous apporteront assurément toutes ces réponses dans les décennies à venir ².

Compacité et luminosité d'accrétion

Les objets compacts déforment de manière considérable l'espace-temps dans leur environnement proche. Cet impact sur le tissu spatio-temporel s'exprime via une grandeur physique appelée *compacité* représentant le rapport entre le rayon gravitationnel (ou demi-rayon de Schwarzschild) de l'objet et sa taille réelle. Plus la compacité d'un objet est élevée, plus le champ gravitationnel à la surface de cet objet est fort. Pour un objet de rayon \mathbf{R} et de masse \mathbf{M} , la compacité s'exprime de la façon suivante (avec \mathbf{R}_g , le rayon gravitationnel) :

$$\Xi = \frac{R_g}{R} = \frac{R_s}{2R} = \frac{GM}{c^2 R} \quad (1.3)$$

En moyenne, ce paramètre s'élève à 10^{-4} pour les naines blanches, à $\sim 0.2-0.3$ pour les étoiles à neutrons, à 0.5 pour les trous noirs de Schwarzschild et peut même atteindre 1 pour les trous noirs de Kerr.

Le paramètre de compacité influe directement sur la capacité des objets compacts à convertir, durant leurs phases d'accrétion, l'énergie gravitationnelle du gaz en chaleur puis en rayonnement. Pour un objet de compacité Ξ et de masse \mathbf{M} , l'énergie libérée par accrétion d'une masse totale de gaz \mathbf{m} est :

$$\Delta E_{\text{acc}} = \frac{GMm}{R} = \Xi mc^2 \quad (1.4)$$

et correspond à l'énergie potentielle gravitationnelle disponible en amenant \mathbf{m} de l'infini à \mathbf{R} . Par conséquent, quand une naine blanche restituera une quantité d'énergie gravitationnelle correspondant à 0.01% de l'énergie de masse de la matière accrétée, le trou noir de Kerr pourra lui -en principe- libérer la totalité cette énergie gravitationnelle sous forme de chaleur, faisant des objets compacts accrétants les sources d'énergie les plus efficaces de l'Univers ³.

En réalité, l'équation 1.4, même si vraie pour tout \mathbf{R} , ne fournit une description précise de l'énergie libérée par accrétion que pour les objets compacts disposant d'une surface physique. En effet, dans le cas des trous noirs, la matière accrétée peut traverser l'horizon des événements sans avoir converti toute son énergie potentielle, en énergie cinétique dans un

2. D'ici la fin de l'année 2019, le détecteur japonais KAGRA devrait rejoindre la collaboration entre LIGO et Virgo dans leur troisième phase de détection. Pour plus d'informations sur les détections d'ondes gravitationnelles précédemment effectuées, voir les liens suivants : <https://www.ligo.org/detections.php> & <https://gracedb.ligo.org/superevents/public/O3/>.

3. En comparaison, la fusion thermonucléaire d'hydrogène en hélium ne permet d'extraire que 0.7% de l'énergie de masse de l'hydrogène.

premier temps, puis en chaleur et en rayonnement. La quantité d'énergie libérée dépend alors de la façon dont le gaz est accrété par ces objets. Pour un trou noir de Schwarzschild, on estime l'efficacité d'accrétion à ~5% quand elle peut atteindre ~40% pour les trous noirs de Kerr.

En partant de l'expression de l'énergie d'accrétion, il est possible de déterminer la puissance d'accrétion d'un objet pour un taux d'accrétion \dot{m} donné :

$$Q = \Xi \dot{m} c^2 \quad (1.5)$$

En émettant l'hypothèse que la totalité de l'énergie potentielle de la matière accrétée est convertie en rayonnement à la surface de l'objet (ou à la dernière orbite stable dans le cas des trous noirs), il est possible d'associer cette puissance d'accrétion à la luminosité d'accrétion tel que : $L_{\text{acc}} = Q = \Xi \dot{m} c^2$. Les objets compacts accrétants apparaissent alors tout naturellement comme les candidats idéaux pour expliquer les plus grandes luminosités observées dans l'Univers. Pour un taux d'accrétion suffisamment élevé, il existe cependant une limite maximum théorique au delà de laquelle la luminosité ne peut plus croître : la *luminosité d'Eddington*. Cette limite correspond à la luminosité à partir de laquelle la pression de radiation exercée par le champ de photons devient dominante et repousse la matière accrétée, stoppant tout processus d'accrétion⁴.

Pour estimer la luminosité d'Eddington d'un objet, il est nécessaire de se placer dans l'hypothèse d'un flot d'accrétion stationnaire à symétrie sphérique, composé majoritairement d'hydrogène à l'état plasma. Dans ce cadre, la masse des protons étant bien plus élevée que celles des électrons, la force gravitationnelle appliquée aux particules situées à une distance r de l'objet accrétant s'écrit alors :

$$F_{\text{grav}} = \frac{GM(m_p + m_e)}{r^2} \approx \frac{GMm_p}{r^2} \quad (1.6)$$

La pression radiative, elle, se manifeste principalement par diffusion Thomson. La section efficace des protons étant complètement négligeable ($(m_e/m_p)^2 \sim 10^{-7}$), les photons émis sont alors principalement diffusés par les électrons du flot d'accrétion. Par conséquent, avec σ_T la section efficace de Thomson et pour une luminosité L donnée, l'expression de la force antagonique à la gravité s'écrit :

$$F_{\text{rad}} = \frac{\sigma_T}{c} \frac{L}{4\pi r^2} \quad (1.7)$$

À l'équilibre, on obtient alors :

$$L_E = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{erg.s}^{-1} \quad (1.8)$$

Un trou noir de masse stellaire de $10M_\odot$ aura donc une luminosité d'Eddington de $\sim 10^{39} \text{erg.s}^{-1}$, quand un trou noir supermassif pourra lui atteindre $\sim 10^{48} \text{erg.s}^{-1}$.

4. Cette limite est de nos jours discutée suite aux nombreuses observations de sources qualifiées de "Super-Eddington" dont les luminosités dépassent les luminosité d'Eddington des étoiles à neutrons et trous noirs de masse stellaire (Kaaret et al., 2017).

1.1.2 Binaires X

Les binaires X (XRBs pour *X-ray binaries*) sont des systèmes binaires dans lequel l'un des composants est une étoile à neutron ou un trou noir de masse stellaire accrétant la matière d'une étoile *compagnon* conventionnelle. Dans ces systèmes, l'influence gravitationnelle de l'objet compact est telle que l'énergie libérée durant le processus d'accrétion mène à des émissions hautement énergétiques observées principalement dans le domaine des rayons X. Il est important de noter à ce propos que ces émissions varient sur des échelles de temps typiques qui sont comparables aux échelles de temps humaines (jours, semaines, ...; ce qui n'est clairement pas le cas de l'accrétion des trous noirs supermassifs dans les noyaux actifs de galaxies). Ces configurations font des binaires X d'excellents laboratoires pour étudier la physique de l'accrétion, mais aussi la gravité extrême, les processus radiatifs à hautes énergies, l'évolution stellaire; sans oublier l'accélération et l'éjection de matière sous forme de jets.

Selon la masse de l'étoile *donneuse*, on distingue deux sous-catégories de binaires X : les binaires X de grande masse (HMXBs pour *High mass X-ray binaries*) et les binaires X de faible masse (LMXBs pour *Low-mass X-ray binaries*). Dans la première sous-catégorie, l'étoile compagnon est plus massive que l'objet compact central ($M \gtrsim 10M_{\odot}$). Il s'agit généralement d'une étoile massive de la séquence principale de type O ou de type B, ou même d'une supergéante bleue (Tauris and van den Heuvel, 2006). Dans les LMXBs, on observe le cas inverse, à savoir une étoile compagnon moins massive que l'étoile à neutron ou que le trou noir ($M \lesssim 1.5M_{\odot}$). Typiquement, les étoiles donneuses des LMXBs sont des étoiles de faible masse de la séquence principale (type G, K ou M) ou bien des géantes rouges.

Accrétion dans les binaires X

Dans les XRBs, deux processus de transfert de matière de l'étoile compagnon vers l'objet compact central coexistent : l'accrétion par vents stellaires et l'accrétion par débordement du lobe de Roche. De manière générale le premier mode est plutôt associé aux HMXBs tandis que le deuxième est clairement identifié aux LMXBs (même s'il est retrouvé aussi dans les HMXBs). En effet, les étoiles donneuses massives des HMXBs produisent des vents stellaires très puissants ($\dot{m} \sim 10^{-6}M_{\odot}.y^{-1}$; Meier, 2012) qui font offices de premiers vecteurs au transfert de masse. L'accrétion par débordement du lobe de Roche existe également mais se trouve être assez instable compte tenu du rapport de masse entre le compagnon et l'objet central. Dans les LMXBs, les vents stellaires émis par l'étoile compagnon sont beaucoup trop faibles pour être pris en compte, on y privilégie alors nettement l'accrétion par débordement du lobe de Roche, beaucoup plus stable dans ces configurations (voir Figure 1.2). Le lobe de Roche est la surface équipotentielle du potentiel de Roche tenant compte des forces gravitationnelles et centrifuges appliquées à une étoile dans le système binaire (voir Figure 1.3). En substance, toute matière située à l'intérieur du lobe de Roche d'un astre est gravitationnellement liée à cet astre. Dans un système binaire, les intersections des deux lobes de Roche sont appelés points de Lagrange et représentent les endroits précis où force gravitationnelle et centrifuges se neutralisent. Dans l'éventualité où un objet tiers est placé sur l'un de ces points de Lagrange, celui-ci orbitera alors les deux autres objets en parfait équilibre.

L'accrétion par débordement du lobe de Roche débute quand la matière de l'étoile donneuse quitte son puits de potentiel et atteint cette surface équipotentielle au point de Lagrange L1, intersection alignée avec les deux objets célestes. À ce point précis la matière est libre de tomber dans le lobe de Roche de l'objet compact central formant les prémices du

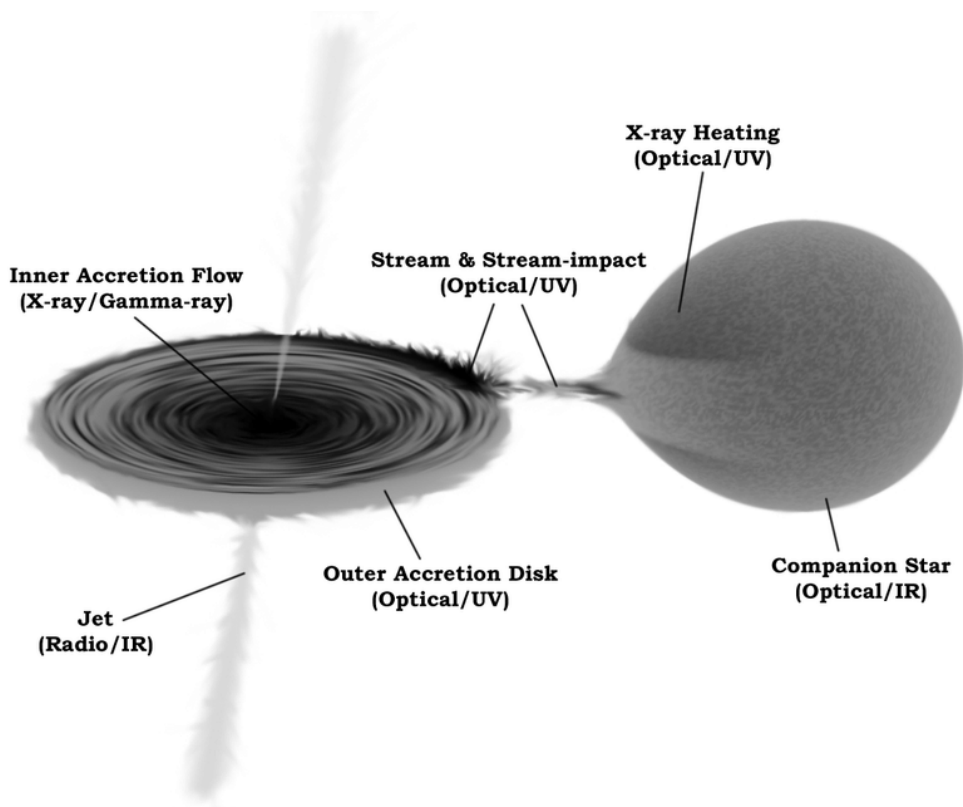


FIGURE 1.2 – Illustration schématique d’une binaire X de faible masse et du transfert de masse par débordement du lobe de Roche menant à l’émission de jets. (Hynes, 2010).

flot d’accrétion. Très vite, les interactions visqueuses entre les particules du flot accrétion et, en particulier, la conservation du moment angulaire résulte en la formation d’un disque d’accrétion qui peut s’étendre jusqu’à la surface de l’étoile à neutron ou jusqu’à la dernière orbite stable du trou noir. À mesure que la matière se rapproche de l’objet compact, les pertes en énergie gravitationnelle vont crescendo et une quantité significative d’énergie est libérée dans les parties internes du disque. Celui-ci se met alors à chauffer de manière si intense que le seuil des mégakelvins est franchi assez rapidement ayant pour conséquence l’émission de photons X, signature caractéristique des XRBs en phase d’accrétion.

Éjections dans les binaires X

Les XRBs sont parfois également le siège d’éjections ultra-rapides de matière : **les jets relativistes**. Ces éjections, observées principalement dans le domaine radio et infrarouge proche, sont émises de manière bilatérale le long de l’axe de rotation du disque d’accrétion formé autour de l’objet compact. Éjections discrètes ou jets continus et compacts, elles peuvent atteindre des vitesses de l’ordre de la célérité de la lumière (voir même avoir un mouvement apparent supraluminique; Mirabel and Rodríguez, 1994) et s’étendre dans le milieu interstellaire sur plusieurs parsecs. Les sources dans lesquelles sont observés ces jets relativistes sont appelées **microquasars** en écho aux *quasars*, ces galaxies présentant des noyaux très actifs extrêmement lumineux et dont les propriétés physiques sont similaires⁵

5. Je parle ici des propriétés concernant l’accrétion de matière par un trou noir central. Il est évident qu’il existe une différence colossale de taille et de masse entre ces deux objets menant à des variations de luminosité

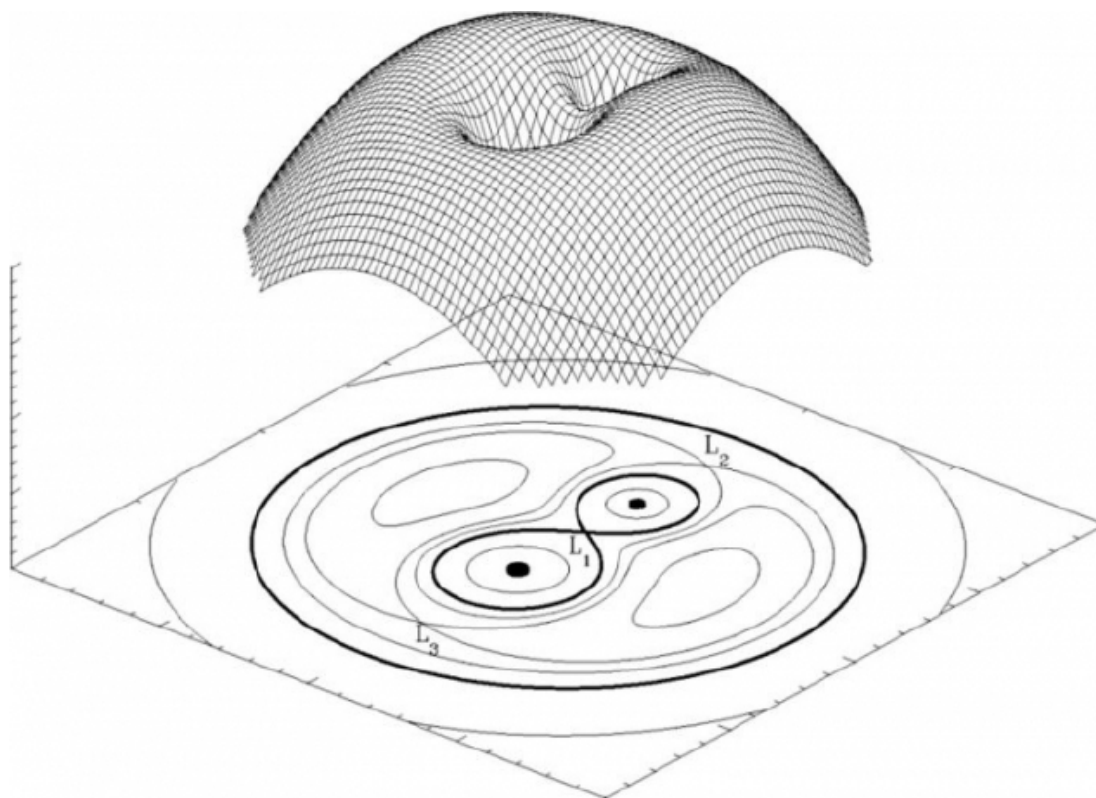


FIGURE 1.3 – Représentation simplifiée des lobes de Roche dans un système binaire. Au dessus, une courbe 3D illustre les puits de potentiel gravitationnels de deux objets (Crédit : Marc van der Sluys, 2006).

(voir Figure 1.4). Bien que ces microquasars puissent être des HMXBs ou des LMXBs, l'observation des jets relativistes se fait essentiellement dans les LMXBs⁶. Ces dernières présentent l'avantage de faciliter les observations multi-longueurs d'ondes du jet de part l'absence d'étoile compagne brillante. Elles permettent aussi, via leur activité d'accrétion (voir Section 1.2), de sonder une gamme étendue de taux d'accrétion, quand les HMXBs sont elles souvent persistantes. En conséquence, nous nous focaliserons essentiellement sur les LMXBs, et qui plus est à trou noir central, dans la suite de ce manuscrit.

Les jets relativistes et leurs sources émettrices font l'objet de très nombreuses études depuis maintenant plusieurs décennies. Le progrès technologique et la quasi-systématicité des observations multi-longueurs d'onde coordonnées sur de plus en plus d'instruments ont notamment permis de réaliser des avancées significatives dans leur compréhension globale. Cependant, ces éjections semblent assez réticentes à l'idée de livrer tous leurs secrets. En effet, alors que de nouvelles découvertes et nouveaux affinements sont régulièrement rapportés, il subsiste des questions d'ordre basique devant lesquelles les astrophysiciens demeurent sans réponses :

- **Quel mécanisme est responsable de la projection relativiste de cette matière ?**
- **Quelle est la nature des particules composant le jet ?**
- **Comment s'organise le transfert de masse entre le disque et le jet ?**

sur des échelles de temps incomparables (jour, mois vs décennie, siècle).

6. On pourra citer en contre-exemple Cyg X-1 et Cyg-3 qui abritent des jets relativistes très actifs, y compris dans le domaine des rayons γ .

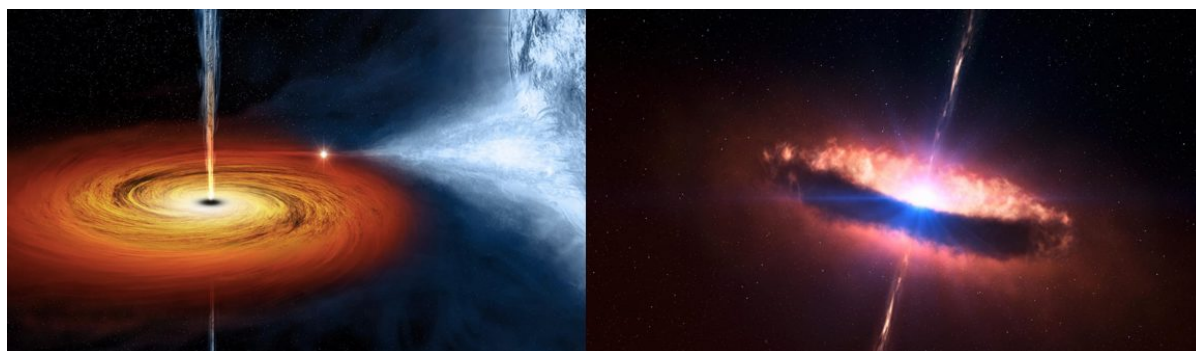


FIGURE 1.4 – Comparaison entre À GAUCHE : Vue d'artiste d'une binaire X avec trou noir central émettant un jet relativiste et À DROITE : Vue d'artiste d'un quasar. La similitude frappante entre ces deux objets insuffla, au début des années 1990, l'idée à Mirabel et Rodriguez du terme *microquasar*.

- Comment les particules sont-elles accélérées ?

- Comment produit-on un tel rayonnement ?

Beaucoup de travaux ont eu pour objet de proposer des solutions à ces interrogations mais jusqu'à maintenant aucune réponse formelle n'a pu être apportée, les observations échouant dans leur quête d'indices permettant de distinguer une théorie plutôt qu'une autre.

La "vérité" sur la formation des jets dans les microquasars est disputée entre deux modèles en forte concurrence : le modèle de [Blandford and Znajek, 1977](#) et le modèle de [Blandford and Payne, 1982](#) (voir Figure 1.5). Leur différence réside dans leur façon d'extraire de l'énergie au sein du système binaire afin de propulser les particules à des vitesses proches de la lumière. Dans le premier modèle, l'énergie est puisée dans la rotation du trou noir. On y suppose que le trou noir central est un trou noir de Kerr englobé dans un champ magnétique très intense généré par des courants internes au disque d'accrétion. Ce champ, particulièrement puissant au voisinage de l'horizon des événements du trou noir, crée alors un champ électrique induit dans le vide autour du trou noir ce qui, par un processus qui s'apparente à l'effet dynamo, permet d'extraire de l'énergie rotationnelle et du moment angulaire. Dans le second modèle, l'énergie est puisée directement dans le disque d'accrétion. On y suppose un champ magnétique traversant le disque et avec lequel il est en co-rotation au niveau du plan d'accrétion. Par effet de rotation différentielle les lignes de champ magnétique se courbent à mesure que l'on s'éloigne de l'objet central et du plan du disque. Une fois un angle critique atteint, la matière du disque a alors assez d'énergie pour résister à l'attraction du trou noir et peut s'échapper le long des lignes de champs. On parle d'accélération magnéto-centrifuge. Suivant le même schéma que précédemment, les particules gagnent alors de l'énergie jusqu'à atteindre la valeur seuil d'énergie suffisante pour pouvoir s'échapper du puits de potentiel et être propulsées dans le milieu interstellaire.

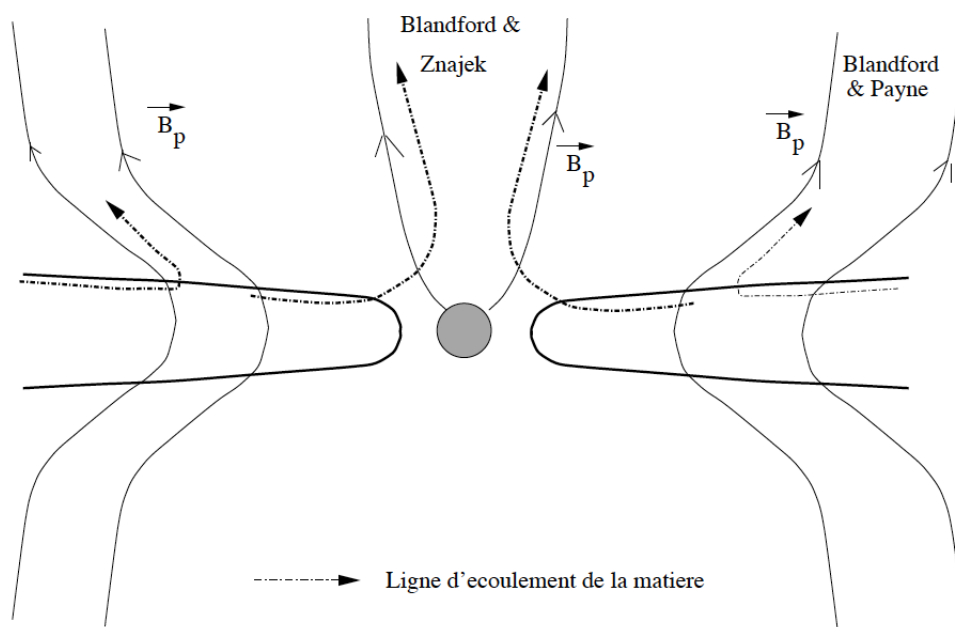


FIGURE 1.5 – Schéma représentant les deux modèles de formation de jets (Casse, 2001).

1.2 Couplage Accrétion/Éjection

Il est notoire, depuis maintenant plusieurs décennies, que l'éjection de jets est indissociable de l'accrétion de matière. Ce **couplage accrétion/éjection** se manifeste partout dans l'Univers et à toutes échelles de masse et d'énergie. L'activité d'accrétion des binaires, et notamment des microquasars, est une excellente illustration de ce lien très intime.

1.2.1 Activité des binaires X

Les microquasars sont des sources variables alternant entre longues et durables phases d'inactivité (ou d'accrétion très faible) et phases d'accrétion intenses beaucoup plus sporadiques et concises (années, décennies vs semaines/mois; voir Figure 1.6). Ces grandes périodes d'inactivité sont appelées *états quiescents* ou *quiescence*. Pendant ces phases, la luminosité des microquasars est extrêmement faible ($\sim 10^{32}$ erg.s⁻¹; Fender et al., 2004) et, du fait de la très faible d'accrétion, les jets sont très difficilement détectables⁷. Les phases actives, elles, sont appelées *éruptions* ou *phases éruptives*. Une éruption est marquée par une augmentation brutale de la luminosité de la source ($\gtrsim 10^{38}$ erg.s⁻¹ Fender et al., 2004). Son origine est supposée liée à un changement drastique des propriétés du disque d'accrétion (viscosité, ionisation de l'hydrogène), résultant en une forte augmentation du taux d'accrétion dans ses parties internes. Elle dure en général quelques mois et suit un cycle bien précis pendant lequel la luminosité et la dureté X (à savoir le ratio entre photons X durs et photons X mous) de la source varient. Ce cycle, encore assez mal compris aujourd'hui, est souvent représenté dans la littérature sous la forme d'un diagramme dureté-intensité (aussi appelé *diagramme HID*, voir Figure 1.7).

7. Des jets ont pourtant déjà été observés dans certaines sources en état quiescent (Gallo et al., 2014, 2019).

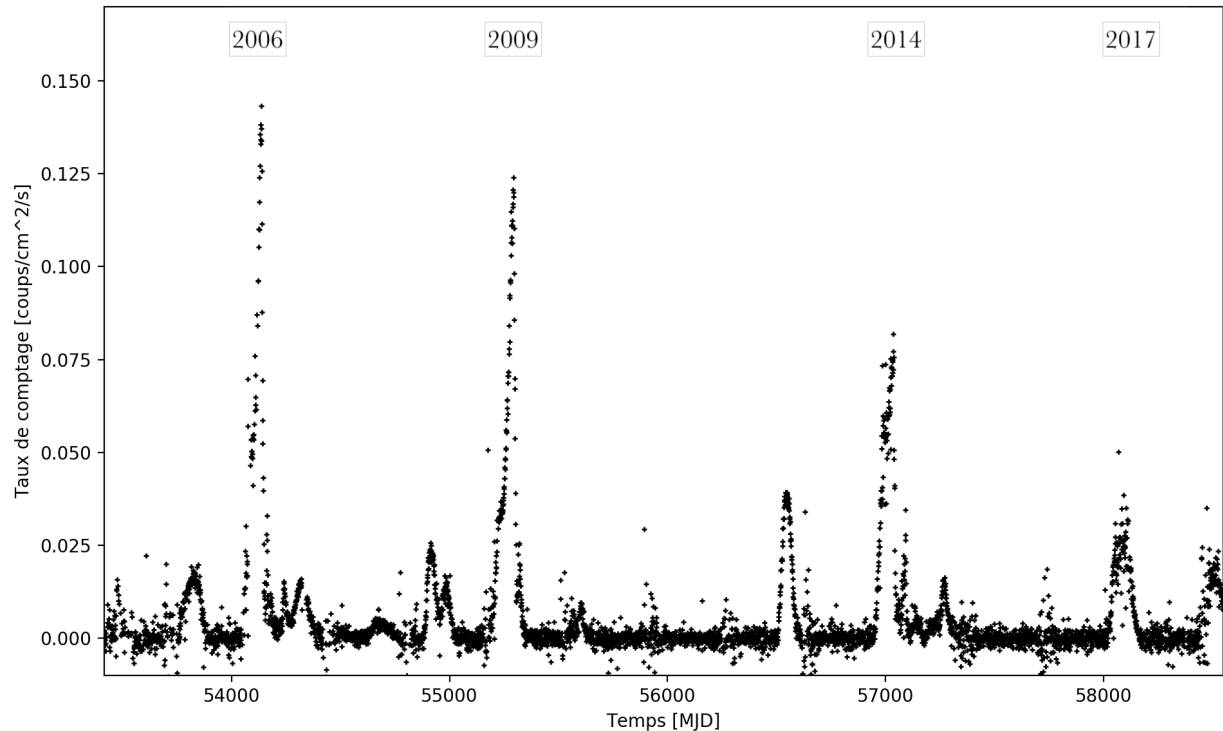


FIGURE 1.6 – Courbe de lumière X durs de GX 339-4 entre le 2005 et 2019 obtenue avec l'instrument SWIFT/BAT (pour *Burst Alert Telescope*).

1.2.2 Phase éruptive et états spectraux

Au cours d'une éruption, une source traverse plusieurs périodes durant lesquelles son taux d'accrétion moyen, ses propriétés spectrales et temporelles et son activité d'éjection évoluent de manière importante. Ces différentes périodes sont matérialisées par 4 états spectraux différents : l'état dur, l'état dur intermédiaire, l'état mou et l'état mou intermédiaire. Une phase éruptive canonique débute par l'état dur, puis passe progressivement par les états dur intermédiaire, mou intermédiaire, mou pour revenir à l'état dur par le biais d'un second passage dans l'état dur intermédiaire (à plus basse luminosité que le premier, voir ci-dessous).

État dur (aussi HS pour *Hard state*)

Un cycle débute (et prend fin) dans l'état dur. Cet état est lié, comme son nom l'indique, à une grande dureté X et à des taux d'accrétion relativement faibles. Cette faible activité a pour effet de tronquer le disque d'accrétion à environ $\sim 50\text{-}100r_g$ de l'objet central. Du point de vue spectral, une composante non-thermique prenant la forme d'une loi de puissance d'indice $\Gamma \sim 1.8\text{-}2$ est générée. Cette composante domine le spectre X de la source et s'étend jusqu'à $\sim 100\text{keV}$ où elle subit une coupure exponentielle. Son origine est encore aujourd'hui largement débattue, une interprétation possible serait la formation, au voisinage de l'objet, d'un flot d'accrétion interne apparenté à une "couronne chaude et optiquement mince" composée d'électrons très énergétiques ($\sim 50\text{-}100\text{keV}$) (Gilfanov, 2010). L'état dur est également caractérisé par la présence d'un jet continu et compact signalé par un spectre radio approximativement plat (plat ou légèrement croissant avec la fréquence) (Corbel et al., 2000; Fender

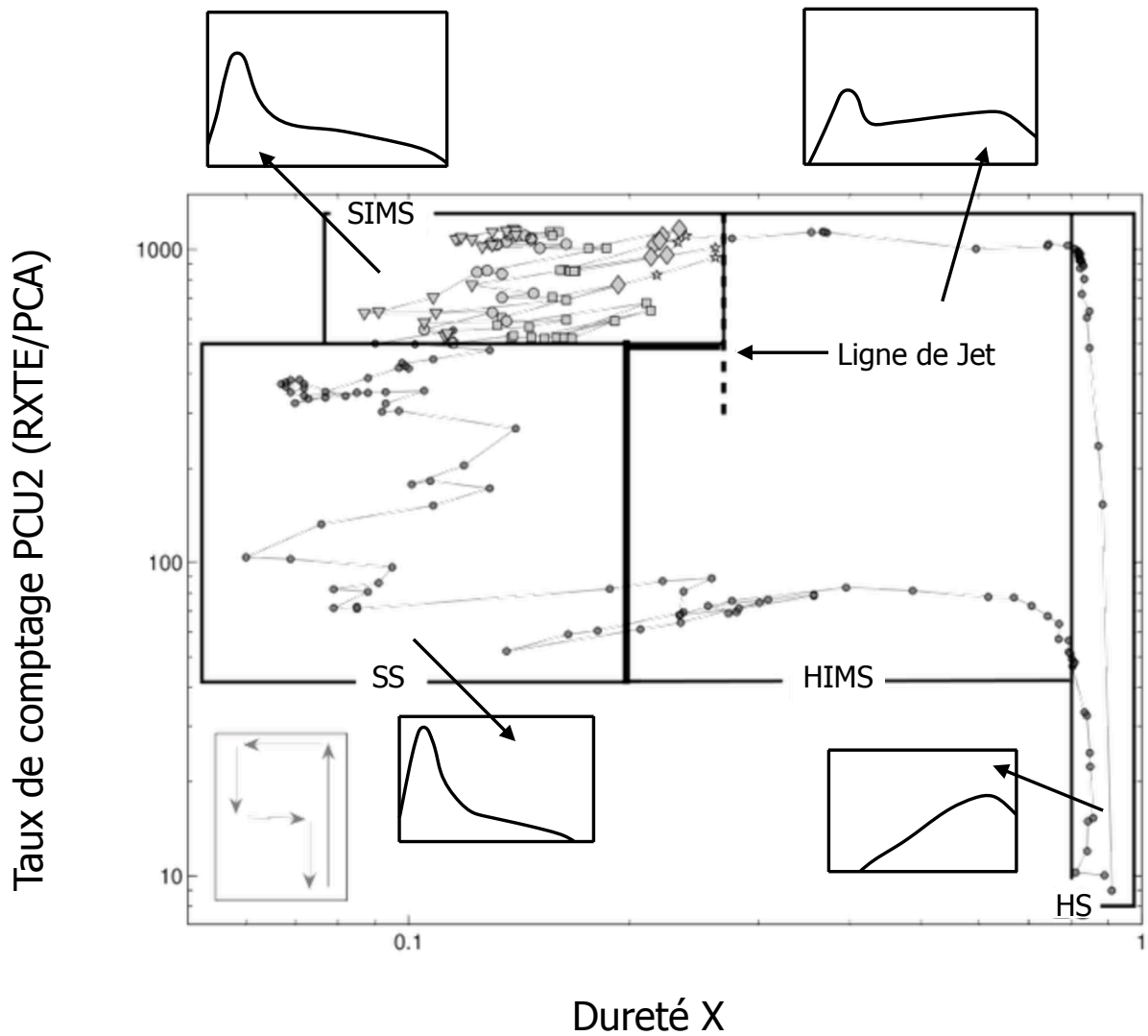


FIGURE 1.7 – Diagramme dureté-intensité de l'éruption 2002/2003 de la source GX 339-4 observé par l'instrument PCA (*pour Proportionnal Counter Array*) de RXTE (*pour Rossi X-ray Timing Explorer*) adapté de Belloni (2006). Pour chacun des quatre états spectraux, ici délimités par les bordures noires, est incrustée l'allure du spectre de puissance associé.

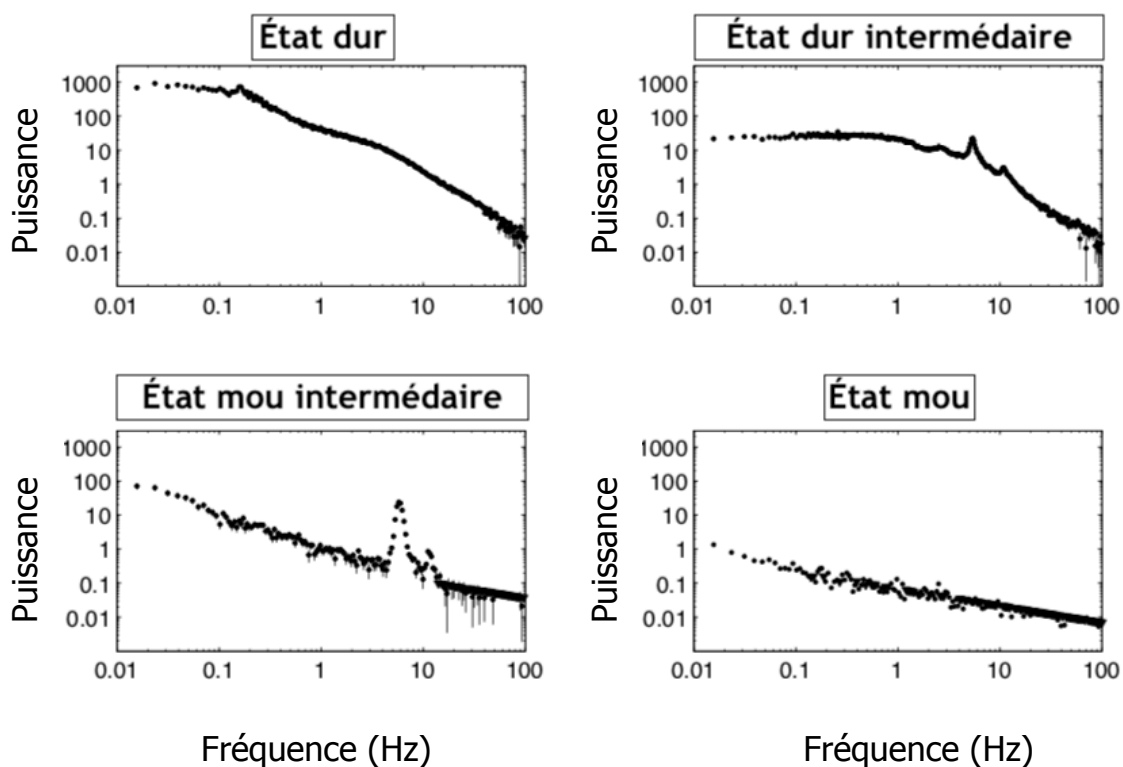


FIGURE 1.8 – Spectres de puissance observés dans la source GX 339-4 pour chacun des 4 états spectraux adapté de (Belloni, 2005).

et al., 2000; Corbel and Fender, 2002), caractéristique spectrale d'intérêt majeur dans l'étude des jets relativistes (voir Section 1.3.1). Du point de vue temporel, l'état dur est associé à une forte variabilité X pouvant atteindre jusqu'à 30% rms entre 0.01 et 100 Hz (voir Figure 1.8).

État dur intermédiaire (aussi HIMS pour *Hard intermediate state*)

Puis, la luminosité augmente à mesure que l'activité d'accrétion s'intensifie et la source progresse dans la branche droite du diagramme HID : on entre dans l'état dur intermédiaire. À ce stade, on commence à détecter la signature thermique provenant du disque d'accrétion ayant pour conséquence le ramollissement du spectre X. Cette composante correspond à une émission de type corps noir⁸ dont le maximum est atteint vers les centaines d'électronvolts. Dans le même temps, l'indice de la loi de puissance non-thermique croît de manière significative. Le phénomène similaire est rapporté du côté de l'émission radio qui démontre un spectre légèrement plus inversé que dans l'état dur (Fender et al., 2004). Côté jet, il semble que la vitesse des éjections augmente pour atteindre des domaines encore plus relativistes (Fender et al., 2004). Enfin, le spectre de puissance X de l'état dur intermédiaire présente des fréquences caractéristiques plus élevées que dans l'état dur⁹.

8. Ou plus précisément, plusieurs émissions de type corps noir provenant de différents rayons du disque formant alors une émission thermique que l'on peut qualifier de "multi-couleurs".

9. On notera également la présence de QPO (pour Quasi Periodic Oscillations) dont la description sort du cadre de cette thèse. Le lecteur curieux pourra se renseigner plus en profondeur à ce sujet en se référant à (Casella et al., 2005).

État mou intermédiaire (aussi SIMS pour *Soft intermediate state*)

La transition entre l'état dur intermédiaire et l'état mou intermédiaire se fait à des niveaux de luminosités relativement constants. Cette constance n'est cependant pas du tout représentative des nombreux changements opérés au sein de la source. Premièrement, le spectre X de la source se ramollit considérablement si bien que la composante spectrale du disque d'accrétion domine maintenant la composante de la loi de puissance non-thermique. La température du bord interne du disque augmente, indiquant un rayon interne bien plus petit qui se rapproche de la dernière orbite stable du trou noir. Deuxièmement, on constate une disparition progressive du jet dans les spectres, représentée virtuellement par ce que l'on nomme la ligne de jet (voir Figure 1.7). Le jet perd son aspect compact et l'on observe généralement des éjections discrètes très brillantes avec un spectre synchrotron optiquement mince.

État mou (aussi SS pour *Soft state*)

L'état mou intermédiaire prend fin quand la luminosité de la source entame sa retombée, cette dernière entre alors dans l'état mou. Dans cet état, la source présente un spectre X très mou complètement dominé par l'émission thermique du disque d'accrétion (qui se confond maintenant -potentiellement- avec la dernière orbite stable du trou noir central). La composante non-thermique, elle, y est quasi-totalement effacée. Le jet est totalement absent, la question de savoir si celui-ci disparaît complètement ou est simplement radiativement inefficace se pose encore aujourd'hui. Ce phénomène pourrait être intimement lié à l'évolution de la variabilité X qui est nettement plus faible dans cet état spectral (Drappeau et al., 2017). Le spectre de puissance reste faible, ne présentant qu'une loi de puissance d'amplitude très inférieure à celle observée dans les états dur et dur intermédiaire. Lorsque la source atteint de nouveau les basses luminosités observées au début du cycle éruptif, la dureté du spectre X augmente de nouveau et l'on repasse par un état dur intermédiaire. Une fois revenue dans l'état dur, l'éruption prend fin.

1.2.3 Corrélation radio/X

Le couplage entre accrétion et éjection de matière se reflète également aux travers de corrélations entre différents domaines de longueur d'onde lorsque le microquasar évolue dans l'état dur. Le cas le plus marquant est la connexion particulièrement étroite entre l'émission radio, intrinsèquement liée à l'émission du jet compact, et l'émission X reliée, elle, au flot d'accrétion. Elle se présente sous la forme de deux branches : la branche *standard* et la branche *singulière* (voir Figure 1.9)¹⁰. La première branche, historique, relie la luminosité radio à la luminosité X sur plus de 6 ordres de grandeur sous la forme d'une loi de puissance tel que : $L_R = L_X^{0.7}$ (Hannikainen et al., 1998; Corbel et al., 2000, 2003; Gallo et al., 2003; Corbel et al., 2013; Gallo et al., 2014). De manière assez saisissante, cette corrélation ne s'applique pas seulement au cas des microquasars mais reste tout à fait pertinente quand étendue aux trous noirs supermassifs au centre des galaxies (en apportant tout de même un terme correctif lié à la masse du trou noir), soit sur ~ 8 ordres de grandeur en masse. On parle de plan fondamental des trous noirs accrétants (Merloni et al., 2003; Falcke et al., 2004). La seconde branche, comme son nom l'indique, rassemble toutes les sources qui ne suivent pas la pente

10. On remarquera tout de même que certaines sources semblent transiter entre les deux branches. Cette distinction entre les deux populations se voit par ailleurs remise en cause aujourd'hui (Gallo et al., 2014, 2018).

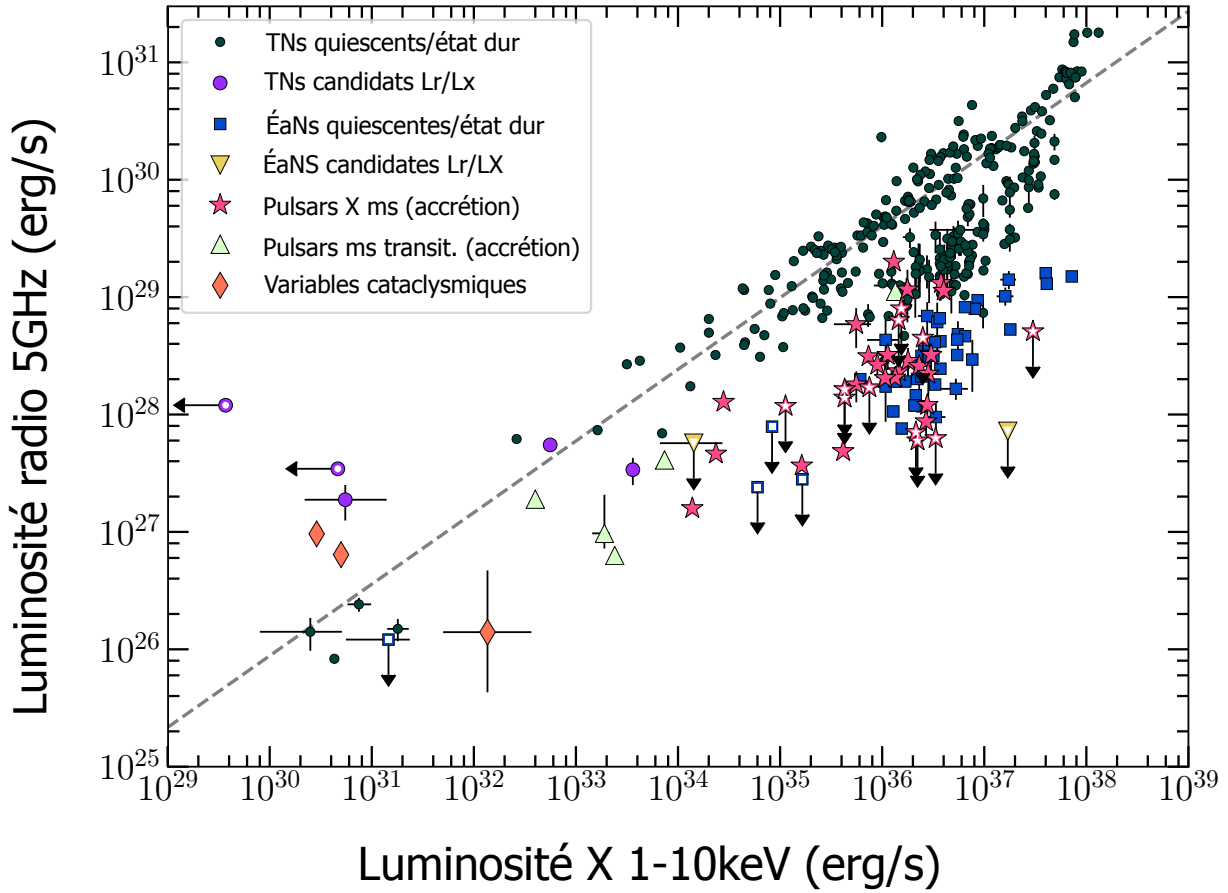


FIGURE 1.9 – Luminosité radio mesurée en fonction de la luminosité X pour un échantillon de sources d’après Bahramian et al., 2018. Une branche plus pentue que la corrélation standard se dessine dans les hautes luminosités X.

standard à cause d’une luminosité radio plus faible à luminosité X équivalente. Elle est plus pentue que la corrélation standard de sorte que l’on trouve : $L_R = L_X^{1.0-1.4}$ (Coriat et al., 2011; Gallo et al., 2012).

Plusieurs explications ont été avancées pour expliquer la différence entre les deux comportements observés. Une première réponse suppose une différenciation du régime d’accrétion entre les deux branches. La branche standard serait apparentée à un mécanisme d’accrétion radiativement inefficace tandis que la branche singulière serait le témoin de flots d’accrétions radiativement efficaces. Cette plus grande efficacité résultant naturellement en une luminosité X plus élevée. D’autres observent une différence dans l’amplitude des fluctuations du flot d’accrétion entre les deux branches, faisant alors germer l’idée que la divergence aurait pour origine l’émission du jet (Dinçer et al., 2014). La branche standard montrant une variabilité X bien plus importante que la branche singulière menant alors à des éjections bien plus lumineuses en radio. Si démontré, un tel phénomène serait alors en accord total avec le modèle des chocs internes et notamment le modèle développé par Malzac, 2014 (voir sous-section 1.3.2). Enfin, on propose aussi un impact direct de l’angle d’inclinaison sur les émissions radios, les sources présentant des angles faibles étant associées à la branche standard et les sources à grande inclinaison à la branche singulière (Motta et al., 2018).

1.3 Émission des jets relativistes

Les jets relativistes émettent dans la quasi-totalité du spectre électromagnétique, du domaine radio jusqu'aux rayons γ . Leur composante spectrale étant cependant dominée par le disque d'accrétion ainsi que l'étoile compagnon, ils sont essentiellement détectés par les instruments radio et proche infrarouge. Comme mentionné un peu plus tôt, l'émission radio des jets compacts prend la forme caractéristique d'un spectre plat ($\alpha \sim 0$, pour une densité de flux $F_\nu \propto \nu^\alpha$) dans l'état dur. Le modèle théorique standard expliquant ce phénomène fut développé par [Blandford and Königl, 1979](#).

1.3.1 Le modèle standard

Les fondements

Le modèle standard de Blandford et Königl s'applique dans le cadre d'un jet à géométrie conique dont l'axe de propagation fait un angle θ avec la direction de l'observateur. Par soucis de simplicité, cet angle est considéré suffisamment grand pour pouvoir raisonnablement négliger¹¹ tout effet d'aberration relativiste. La vitesse du plasma dans la direction de propagation y est supposée constante et est associée au facteur de Lorentz du mouvement d'ensemble, Γ_{moy} , tel que : $\beta_{\text{moy}} = (1 - \Gamma_{\text{moy}}^{-2})^{1/2}$. Tout effet de confinement du jet y est négligé, laissant l'expansion latérale du jet totalement libre. On considère également un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du jet, gelé dans le plasma et décroissant à mesure que le jet s'étend. Par conservation du flux de Poynting, il vient que \mathbf{B} varie en r^{-1} .

Ce modèle théorique explique l'émission multi-longueurs d'onde du jet via l'émission synchrotron auto-absorbée d'électrons relativistes. Ces électrons ont une distribution non-thermique prenant la forme d'une loi de puissance d'indice p tel que :

$$N(E)dE = K E^{-p}dE \quad (1.9)$$

avec $E = \gamma mc^2$, l'énergie d'un électron de facteur de Lorentz γ ¹², $N(E)$, la densité volumique d'électrons d'énergie E (exprimée en cm^{-3}), et K la constante de normalisation ([Kaiser, 2006](#)). Cette distribution s'étend de γ_{min} à γ_{max} et est supposée nulle (ou chutant drastiquement) en dehors de ces limites. Elle est ici obtenue par le biais d'un mécanisme d'accélération indéterminé, interne au jet, invoqué pour ré-énergiser les électrons tout au long de leur propagation. Ce processus contrebalance parfaitement les pertes en énergie, conséquences directes du rayonnement et de l'expansion adiabatique du jet dans le milieu interstellaire, et joue le rôle de stabilisateur de la distribution des électrons. Les bornes γ_{min} et γ_{max} ainsi que l'indice p sont ainsi maintenus à des valeurs constantes dans tout le jet.

En revanche, il n'en est pas de même de la "constante" de normalisation K . En effet, à mesure que les électrons progressent dans le jet, on s'attend à une décroissance de la densité de particules causée par la géométrie conique. Cette décroissance impacte directement la normalisation K qui devient alors de plus en plus faible. Un plasma évoluant à vitesse constante dans la direction de l'axe du jet implique qu'un élément de volume ΔV en propagation le long du jet ne peut s'étendre que dans la direction radiale. Par conséquent, on obtient $\Delta V \propto r^2$ duquel on déduit $K \propto r^{-2}$ par conservation de l'énergie et du nombre de particules ([Kaiser, 2006](#)). Ainsi, en utilisant l'indice 0 pour exprimer les valeurs associées à la

11. On notera toutefois que des tels effets existent en réalité ([Ghisellini, 2000](#)).

12. Dans la suite, et par soucis de simplification, γ désignera directement l'énergie d'un l'électron.

base du jet, on obtient, pour un jet s'étendant dans la direction \mathbf{z} :

$$r(z) = r_0 \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad B(z) = B_0 \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-1}, \quad K(z) = K_0 \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-2} \quad (1.10)$$

Pour modéliser son émission, le jet est découpé, dans la direction perpendiculaire à son axe, en une multitude de couches de longueur $d\mathbf{z}$. Ces couches se propagent à la même vitesse que le jet global à savoir : $v = \beta_{\text{moy}} c$. D'après les équations du transfert radiatif et prenant en compte les effets relativistes, l'intensité monochromatique d'une couche dans le référentiel de l'observateur (en supposant que le chemin moyen parcouru par un photon dans le jet est $\mathbf{r}(z)$) est exprimée par :

$$I_{\nu_obs} = \delta^3 \frac{J_\nu}{4\pi\alpha_\nu} (1 - e^{-\alpha_\nu r(z)}) \quad (1.11)$$

avec J_ν l'émissivité par unité de volume, α_ν le coefficient d'absorption (tout deux exprimés avec ν la fréquence dans le référentiel du jet) et δ le facteur Doppler exprimé comme suit : $\delta \mp = [\Gamma_{\text{moy}}(1 \mp \beta_{\text{moy}} \cos\theta)]^{-1}$ (avec le signe - pour le jet et le signe + pour le contre-jet) (Kaiser, 2006). Le jet étant conique il vient que la surface d'une couche est simplement $dS = 2\pi r(z) dz$, on en déduit alors la densité de flux¹³ :

$$dF_{\nu_obs} = \delta^3 \frac{r(z) J_\nu}{2D^2 \alpha_\nu} (1 - e^{-\tau_\nu}) dz \quad (1.12)$$

avec D la distance entre la source et l'observateur et τ_ν la profondeur optique (toujours dans le référentiel du jet), obtenue via $\tau_\nu = \alpha_\nu r(z)$ (Kaiser, 2006). Il faut noter que cette profondeur optique est une approximation dans laquelle on ignore les effets angulaires.

Dans le cas d'une distribution d'électrons relativistes sous forme de loi de puissance d'indice p , la théorie du rayonnement synchrotron nous renvoie l'émissivité et le coefficient d'absorption suivants :

$$J_\nu = J_* K B^{\frac{p+1}{2}} \nu^{\frac{1-p}{2}} \quad (1.13)$$

$$\alpha_\nu = \alpha_* K B^{\frac{p+2}{2}} \nu^{\frac{-(p+4)}{2}} \quad (1.14)$$

où J_* et α_* sont des coefficients dépendants de la charge électrique de l'électron e , de la masse de l'électron m_e , de la permittivité du vide ϵ_0 , de la célérité de la lumière dans le vide c et enfin de l'indice p de la distribution. Dans ce modèle, la distribution étant considérée comme stable, ces coefficients sont tout simplement constants. En injectant les équations 1.13 et 1.14 dans l'équation 1.12 et en utilisant les expressions listées en 1.10, on obtient :

$$dF_{\nu_obs} = \delta^3 \frac{r_0 z_0 B_0^{-1/2} J_*}{2D^2 \alpha_*} \nu^{5/2} l^{3/2} (1 - e^{-\tau_\nu(l)}) dl \quad (1.15)$$

avec $l = z/z_0$.

À partir de l'expression de ce flux théorique, il est possible de déterminer -de manière

13. Par soucis de simplification, les effets de projection de la surface du jet observés ne sont pas pris en compte.

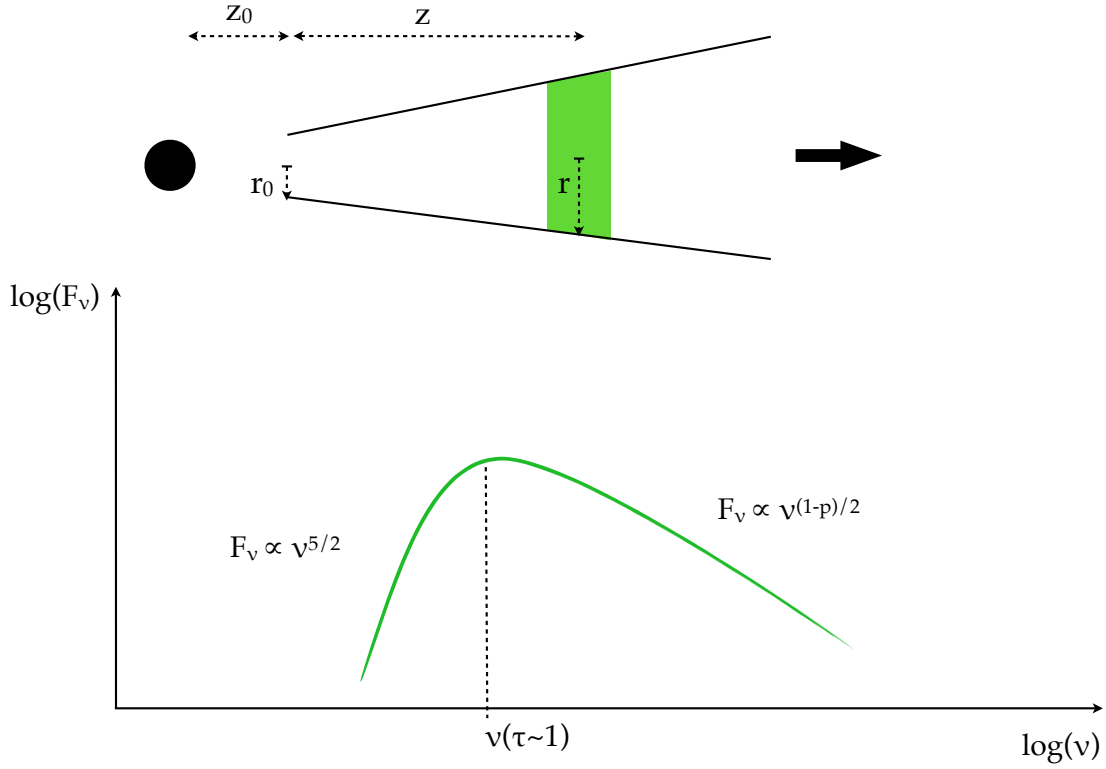


FIGURE 1.10 – Densité spectrale d'énergie d'une couche de jet de rayon r située à une distance z de la base.

approximative- la forme de la distribution spectrale d'énergie (raccourcie à SED pour *Spectral Energy Distribution* dans la suite) d'une couche située à une distance l donnée. Dans le cas où la profondeur optique est très élevée ($\tau_v \gg 1$), le terme avec l'exponentielle devient négligeable et le flux de la couche varie alors en $\nu^{5/2}$. Dans le cas optiquement mince ($\tau_v \ll 1$), le développement de Taylor du terme exponentiel donne $dF_v \propto \nu^{5/2} \tau_v$. En utilisant la définition de la profondeur optique et l'équation 1.14, on obtient pour l fixée : $\tau_v \propto \nu^{-\frac{(p+4)}{2}}$. Par conséquent, pour les domaines de fréquence où τ_v est extrêmement faible, on a $dF_v \propto \nu^{\frac{1-p}{2}}$. Cela implique alors que la SED atteint un maximum au niveau de la jonction des cas optiquement minces et optiquement épais, à savoir à $\tau_v \sim 1$.

La densité de flux total se calcule en intégrant l'équation 1.15 sur la totalité des couches et donc sur toute la longueur du jet compact. En définissant l_{\max} l'extrémité du jet, elle s'écrit (Kaiser, 2006) :

$$F_{v_obs} = \delta^3 \frac{r_0 z_0 B_0^{-1/2} J_*}{2D^2 \alpha_*} \nu^{5/2} \int_1^{l_{\max}} l^{3/2} (1 - e^{-\tau_v(l)}) dl \quad (1.16)$$

Le traitement de cette équation s'avère en réalité beaucoup plus facile en effectuant le changement de variable suivant :

$$\tau_v = \alpha_* K_0 r_0 B_0^{\frac{p+2}{2}} \nu^{-\frac{(p+4)}{2}} l^{-\frac{(p+4)}{2}} = \tau_* \nu^{-\frac{(p+4)}{2}} l^{-\frac{(p+4)}{2}} \quad (1.17)$$

La profondeur optique maximum τ_{\max} étant obtenue pour $l=1$, et la profondeur optique minimum, τ_{\min} , pour $l=l_{\max}$, il vient alors :

$$F_{\nu_{\text{obs}}} = \delta^3 \frac{r_0 z_0 B_0^{-1/2} J_*}{(p+4) D^2 \alpha_*} \tau_*^{\frac{5}{p+4}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \tau^{\frac{-5}{p+4}-1} (1 - e^{-\tau\nu}) d\tau \quad (1.18)$$

Dans cette équation, la dépendance en fréquence n'intervient que dans la valeur des bornes de l'intégrale, τ_{\min} et τ_{\max} . Toutefois, si l'on fait l'hypothèse d'un jet infini (ou plutôt suffisamment grand), il est possible d'atteindre $\tau_{\min}=0$ et $\tau_{\max}=\infty$ dans une bande de fréquences donnée. L'intégrale de la fonction 1.18 se transforme alors en une fonction spéciale, la fonction Gamma, à savoir ici $-\Gamma(\frac{-5}{p+4})$. La densité de flux total devient totalement indépendante de la fréquence (dans la bande considérée) et on obtient le fameux spectre plat, caractéristique des observations des jets compacts.

Cette platitude est la conséquence directe du changement des propriétés physiques au sein du jet durant la propagation des électrons. En effet, l'équation 1.17 nous indique que $\tau_\nu \sim 1$ est atteint pour des fréquences de plus en plus basses à mesure que les couches s'éloignent de la base du jet. On comprend donc facilement que plus une couche est proche de la base, plus sa SED associée verra son maximum situé à hautes fréquences. Cette connexion entre régime optiquement mince et optiquement épais, aussi appelée cassure ou break, se décale alors petit à petit vers les basses fréquences à mesure que les particules poursuivent leur propagation. Il en résulte une superposition de SEDs dont l'alliage définitif forme un spectre dans lequel les branches optiquement mince et épaisse se retrouvent partagées de part et d'autre d'une composante plate (voir Figure 1.11). Cette composante est bornée par deux fréquences de coupure caractéristiques, ici nommées ν_{ext} et ν_{break} , respectivement reliées au maximum des SEDs des couches les plus lointaines et des couches les plus proches tel que $\tau_{\min}(\nu_{\text{ext}}) \sim 1$ et $\tau_{\max}(\nu_{\text{break}}) \sim 1$.

Dans le modèle de Blandford et Königl, le spectre du jet compact présente également une fréquence butoir, ν_{\max} , au delà de laquelle la densité de flux total décroît exponentiellement. Cette fréquence particulière est associée à l'émission, au niveau de la base du jet, des électrons les plus énergétiques de la distribution. Il est possible de l'estimer en utilisant l'expression de la fréquence critique du rayonnement synchrotron d'un électron :

$$\nu_{\max} = \frac{3\gamma_{\max}^2 e B_0}{4\pi m_e c} \quad (1.19)$$

Les limites

- *Un mécanisme chimérique :*

Bien qu'il soit encore aujourd'hui le modèle théorique principal pour expliquer l'émission multi-longueurs d'onde des jets relativistes, le modèle standard présente des failles importantes. La plus flagrante repose sur l'introduction d'un mécanisme d'accélération indéfini dont le but est de contre-balancer les pertes en énergie des électrons et ainsi figer la loi de puissance. Or, cette non-prise en compte du refroidissement des électrons par pertes adiabatiques et pertes dues au rayonnement mène, à elle seule, à l'apparition de la composante plate dans les spectres. La prise en compte de ces pertes menant à des spectres radios fortement (ou au mieux légèrement) inclinés au vu des hypothèses établies. Il apparaît alors absolument impératif d'apporter un vrai mécanisme d'accélération ou de modifier ces hypothèses (et notamment la géométrie du jet) afin de corriger ce problème majeur.

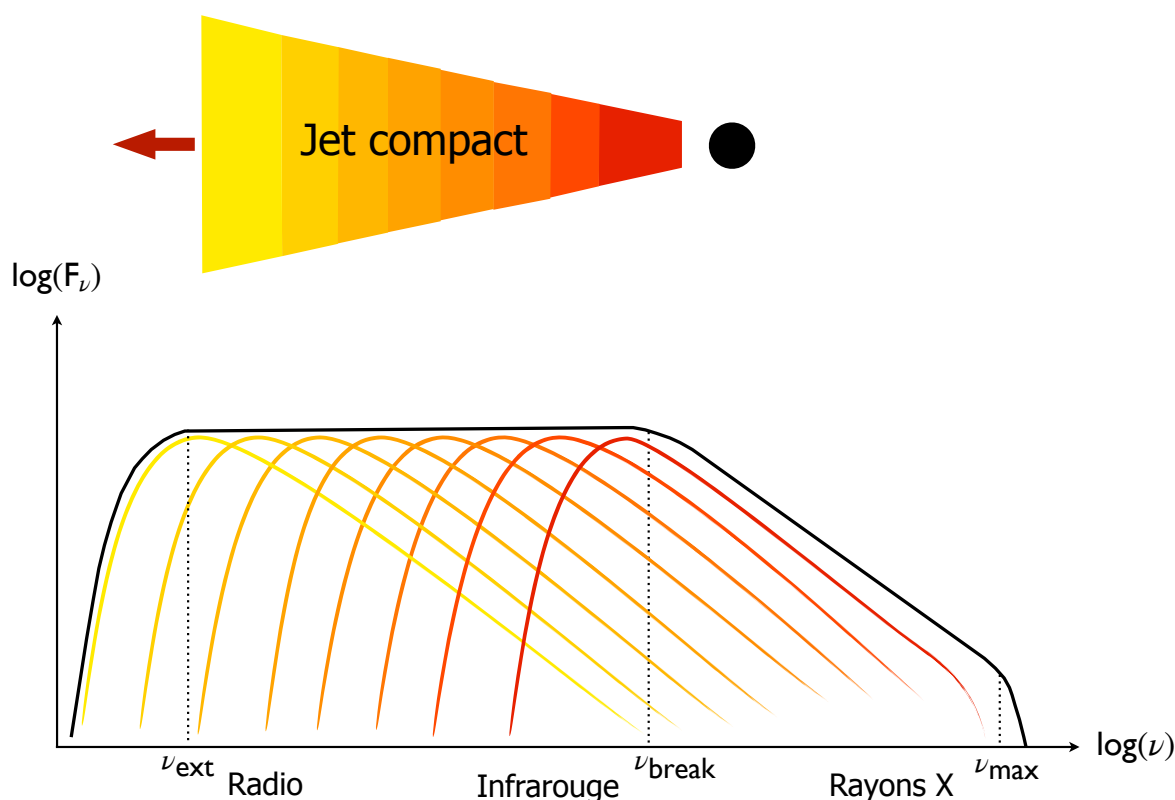


FIGURE 1.11 – Spectre d'émission du jet d'après le modèle de Blandford et Königl.

- Les effets relativistes :

Comme décrit plus tôt, le modèle de Blandford et Königl établit des hypothèses simplificatrices dans le but de préserver le caractère analytique de ses équations. C'est notamment le cas avec les effets relativistes, et de surcroît, avec les effets d'aberration de la lumière pour lesquels on suppose ici un angle θ entre l'axe du jet et la ligne de visée de l'observateur suffisamment grand. Ainsi, ne sont prises en compte dans ce modèle, toutes les sources à faible angle d'inclinaison, à savoir les blazars et microblazars. De telles omissions apportent inévitablement des erreurs dans la détermination des propriétés des jets avec notamment, en première ligne, leur puissance. Il est toutefois important de noter qu'il existe des versions modernes du modèle dans lesquelles ces effets sont pris en compte (Zdziarski et al., 2016).

1.3.2 Le modèle de chocs internes

Principe

Le modèle de chocs internes est un modèle, originalement développé dans le champ de recherche des sursauts gammas (Rees and Meszaros, 1994; Daigne and Mochkovitch, 1998), appliqué aux NAGs (Rees, 1978; Spada et al., 2001) et aux XRBs (Kaiser et al., 2000; Jamil et al., 2010) afin de répondre aux problèmes énergétiques du modèle de Blandford et Königl. Il propose d'expliquer la ré-accélération des électrons au cours de leur propagation dans le jet au moyen d'ondes de choc. Pour produire de telles ondes, on suppose que les couches de jets considérées dans le modèle standard sont en réalité éjectées à la base du jet avec des facteurs de Lorentz aléatoires sur des échelles de temps $t \sim t_{\text{dyn}}$. De cette manière, les couches

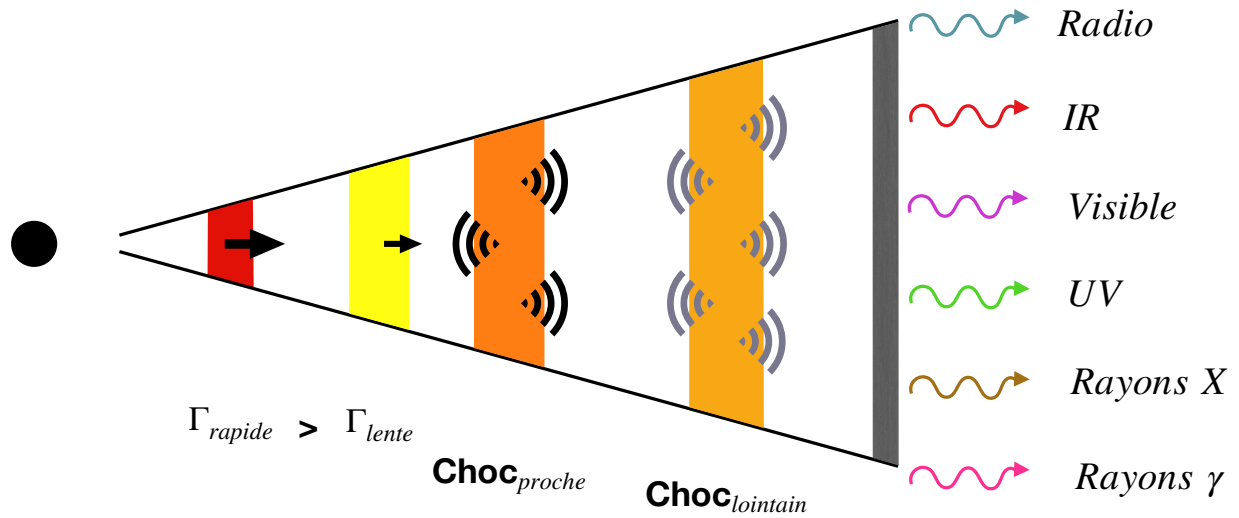


FIGURE 1.12 – Description schématique du modèle des chocs internes.

les plus rapides rattrapent les couches les plus lentes conduisant à de multiples collisions et finalement à la formation d'ondes de chocs qui convertissent l'énergie cinétique de ces couches en énergie interne. Une fraction non déterminée de cette énergie interne est alors utilisée pour ré-accélérer les particules et stabiliser la distribution des électrons, menant à l'émission multi-longueurs d'onde des jets (voir Figure 1.12). En outre, le mécanisme d'accélération par chocs relativistes produit les distributions en loi de puissance des électrons les plus compatibles avec les observations, avec des indices de l'ordre de $p \sim 2.3$ (Gallant et al., 1999; Achterberg et al., 2001) quand les spectres optiquement minces des éjections discrètes requièrent des indices $p \sim 2-2.4$.

Spectres de puissance

La caractéristique principale des modèles de chocs internes réside dans le fait que le profil de dissipation d'énergie, et par extension, la forme du spectre multi-bandes final sont quasi-entièrement contrôlés par les fluctuations de vitesses utilisées pour éjecter les couches à la base du jet (voir Figure 1.13). Tout autre paramètre physique, à l'exception de l'indice de la distribution en loi de puissance des électrons, ne pouvant au mieux que décaler la SED résultante en normalisation et en fréquence. Un spectre de puissance concentré vers les basses fréquences mènera à des dissipations à des distances lointaines du trou noir tandis qu'un PSD piquant dans les hautes fréquences entraînera des dissipations plus proches de la base du jet (Malzac, 2014). Le champ magnétique et la densité des leptons étant plus faibles à large distance, il vient que les photons émis, associés aux dissipations lointaines, seront moins énergétiques que les photons émis à la base du jet. Grossièrement, deux couches rentrant en collision très rapidement après leurs propulsions mèneront à l'émission de photons infrarouges quand un choc plus lointain produira lui principalement des photons dans le domaine radio. Comprenant ceci, il devient manifeste que ce modèle est alors capable de reproduire n'importe quelles SEDs, y compris les spectres radios plats des observations, pour peu de choisir les fluctuations de facteur de Lorentz idoines.

Les informations physiques utilisées par le modèle de chocs internes pour éjecter les

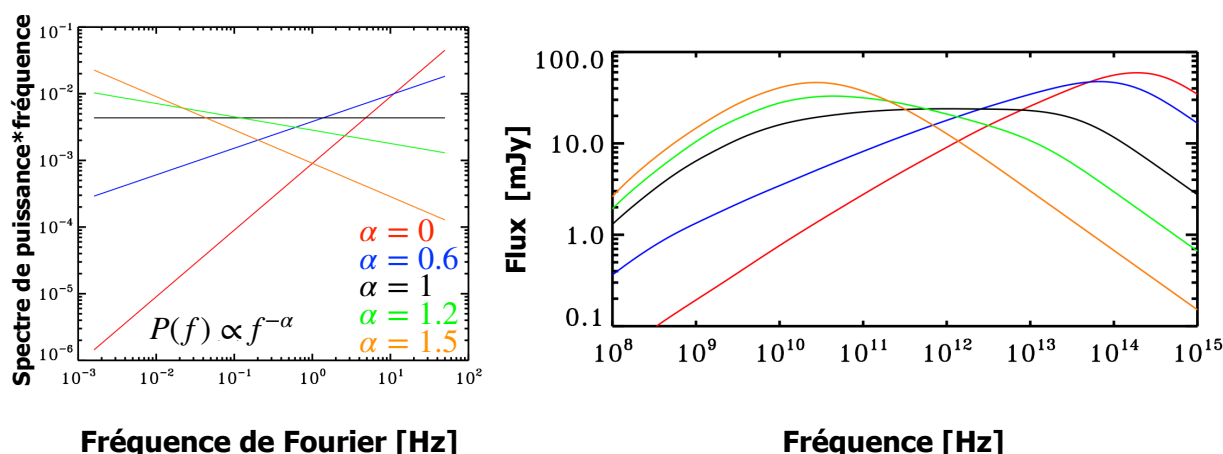


FIGURE 1.13 – Densités spectrales d'énergie obtenues pour 5 spectres de puissance différents. Le spectre noir produit une SED plate dans le domaine radio.

couches de matière à la base du jet sont contenues dans le spectre de puissance (dans la suite PSD pour *Power Spectral Density*) des fluctuations. Il a été démontré par [Malzac \(2013\)](#) que l'usage en entrée du modèle de chocs internes de **fluctuations dites de bruit de scintillation**¹⁴, à savoir avec un **PSD inversement proportionnel à la fréquence de Fourier**, permet de générer une SED plate sur le domaine radio-infrarouge. Assez étonnamment, des telles fluctuations peuvent être trouvées (sur certaines plages de fréquence) pas plus loin que dans la variabilité X du disque d'accrétion, essentiel traceur de l'activité d'accrétion de la source. Partant de ce constat, [Malzac, 2014](#) développa par la suite son propre modèle des chocs internes, *ishem*, avec le but principal d'utiliser la variabilité du flot d'accrétion pour générer et calculer l'émission du jet compact formé. Ce modèle, déjà utilisé avec succès par [Drappeau et al., 2015, 2017](#) pour modéliser une SED de GX 339-4, représente l'outil principal employé au cours de mes travaux de thèse.

1.3.3 Modèles alternatifs

Le modèle de chocs internes n'est pas la seule réponse possible pour résoudre les problèmes de pertes énergétiques du modèle de Blandford et Königl. D'autres idées ont en effet été proposées afin de contrebalancer les effets de l'expansion adiabatique. Il fut notamment suggéré, dans un premier temps, de modifier la géométrie du jet ([Hjellming and Johnston, 1988](#)). [Kaiser, 2006](#) démontra que l'obtention du spectre radio plat caractéristique des observations est possible avec un jet plus concentré, précisément avec un rayon $r(z) \propto z^{1/5}$. Cependant, un tel résultat, quand appliqué aux observations du jet de Cygnus X-1, présente malheureusement des défauts très malvenus tel que l'utilisation de puissance de jet dépassant la limite d'Eddington par plus de deux ordres de grandeurs. Aussi, cette configuration est très instable, un jet évoluant en $z^{1/4}$ renvoyant un spectre radio radicalement différent. On essaya également de réduire l'importance des pertes adiabatiques en supposant un jet relativiste non confiné, s'épandant librement dans le milieu interstellaire ([Falcke,](#)

14. Ce type de bruit est un phénomène très répandu dans la Nature et se retrouve dans une large variété de domaines autres que l'Astrophysique. Cependant, son origine est encore incertaine. Pour plus d'informations, voir ce [lien](#).

1996; Falcke and Markoff, 2000). Ces modèles sont cependant en désaccord avec les observations qui montrent que les jets sont au contraire très confinés (Miller-Jones et al., 2006). En outre, de telles configurations entraîneraient alors des angles d'ouverture et des facteurs de Lorentz moyens bien au delà de ce qui est aujourd'hui connu (voir Chapitre 2). Il apparaît donc nécessaire d'ajouter un mécanisme de dissipation au modèle standard. En dehors du modèle de chocs internes, qui convertit l'énergie cinétique des couches en énergie interne, il est possible de dissiper l'énergie via la conversion du flux de Poynting du jet en énergie interne par reconnexion magnétique (Lyubarsky, 2010) (sans toutefois garantir le profil de dissipation en z^{-1} requis par Malzac, 2013 pour observer une SED plate). Ces travaux se focalisant pour l'instant uniquement sur le traitement de magnétohydrodynamique idéale, les conditions physiques nécessaires à un tel phénomène demeurent fortement obscures, en particulier la nature de confinement du jet.

1.4 Instruments d'intérêt

1.4.1 Sur le plancher des vaches

- *Le Submillimeter Array* :

Le Submillimeter Array (SMA) est un interféromètre radio américano-taïwanais opérationnel depuis 2003, constitué de 8 antennes de 6m de diamètre chacune, observant dans le domaine submillimétrique. Il est situé sur le Mauna Kea à Hawaï à plus de 4000 mètres d'altitude afin d'éviter au maximum la pollution atmosphérique due à la présence de vapeur d'eau. Il opère entre 180 GHz et 420 GHz pour des lignes de base variant entre 9.5m et 509m et cible essentiellement le milieu interstellaire froid, et notamment l'environnement proche des étoiles vieilles et évoluées. On estime aujourd'hui que le SMA est à l'origine de plus de 500 articles scientifiques.

- *Le Karl G. Jansky Very Large Array*

Le Karl G. Jansky Very Large Array (VLA) est un interféromètre radio américain, construit entre 1973 et 1980 dans le désert du Nouveau Mexique et observant dans le domaine centimétrique (10 bandes entre 74 MHz et 50 GHz). Il est composé de 27 antennes de 25 mètres de diamètre disposées en Y selon quatre configurations permettant de varier la longueur de base entre 35m et 36km et ainsi atteindre des résolutions angulaires de 0.2" et 0.04". Grâce à ce dispositif, un nombre assez gigantesque de découvertes scientifiques ont été rapportées en l'espace de 40 ans dont une particulièrement importante pour ce travail : l'invention du terme microquasar au printemps 1994 (Mirabel and Rodríguez, 1994).

- *Le Very Large Telescope*

Le Very Large Telescope (VLT) est un observatoire européen, observant dans le visible et l'infrarouge, situé au Chili sur le mont Paranal. Il est composé de 4 télescopes principaux équipés de miroirs de 8,2m de diamètre et de 4 télescopes auxiliaires équipés de miroirs de 1,8m. Ensemble, ils peuvent également former un interféromètre, le VLTI, dont la longueur de base peut atteindre 200m (130m pour les 4 télescopes principaux uniquement) permettant ainsi d'améliorer la résolution spatiale d'un facteur 25. Grâce aux multiples foyers installés sur les télescopes, de nombreux instruments (imageurs, spectromètres, polarimètres) peuvent être associés aux observations du VLT. Il s'agit de l'observatoire astronomique le plus prolifique avec une moyenne d'un article scientifique par jour depuis 1999-2000.



FIGURE 1.14 – (En haut à gauche) Le Very Large Array (Crédit : National Radio Astronomy Observatory). (En haut à droite) Le Very Large Telescope (Crédit : ESO/S.Brunier). (En bas à gauche) Télescope Faulkes du Nord (Crédit : Hildretha of Nidhil). (En bas à droite) Le Submillimeter Array (Crédit : ESO/J. Weintraub).

- Les télescopes Faulkes

Les télescopes Faulkes sont deux instruments jumeaux (et clones du Liverpool Telescope) équipés de miroirs de 2m de diamètre dédiés à l'observation dans la bande optique. Ils sont chacun situé sur un hémisphère différent : le premier est situé à Hawaï tandis que le deuxième est situé dans le sud-est de l'Australie. Ces télescopes ont la particularité d'avoir été financés par la fondation *Dill Faulkes Educational Trust* dans l'ambition d'être essentiellement exploités dans un but éducatif en Grande-Bretagne. Cependant, devant l'attrait occasionné par de tels équipements, une fraction du temps d'observation fut réservée aux astrophysiciens.

1.4.2 Dans l'espace

- L'observatoire Neil Gehrels Swift :

L'observatoire Neil Gehrels Swift (Swift; [Gehrels et al., 2004](#)) est un satellite multi-longueurs d'onde développé par la NASA, lancé en novembre 2004 et toujours en activité. Il a été construit pour détecter les phénomènes explosifs les plus violents de l'Univers : les sursauts gamma (plus de 1000 détections). Swift dispose de trois instruments différents. Le BAT (pour *Burst Alert Telescope*, 15-150keV; [Barthelmy et al., 2005](#)), élaboré pour détecter les sursauts gamma à l'aide de masques codés. Le XRT (pour *X-ray Telescope*, 0.3keV-10keV; [Burrows et al., 2005](#)), télescope Wolter de type I (muni d'une caméra CCD de 600*600 pixels de dimension 40 μ m*40 μ m), capable de pointer dans la direction des phénomènes explosifs en seulement

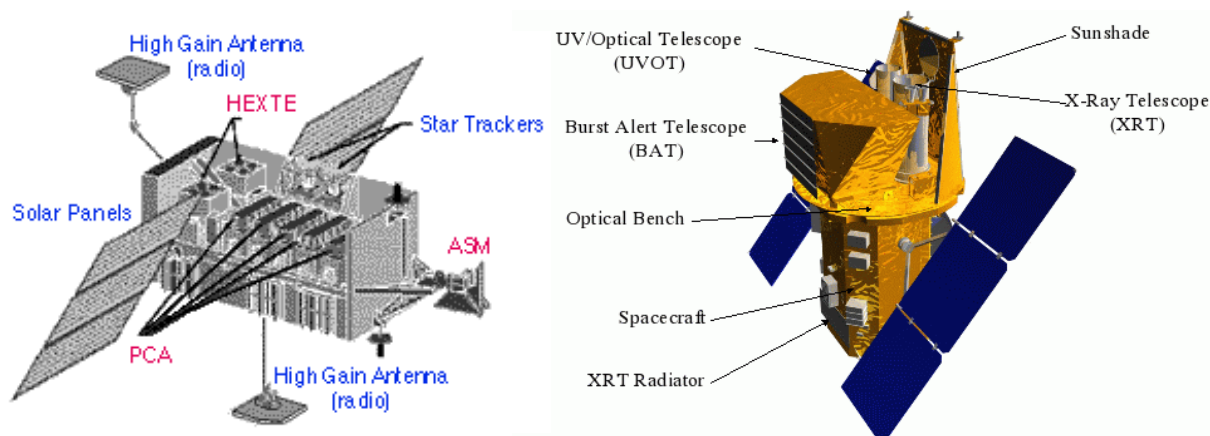


FIGURE 1.15 – (À gauche) Schéma décrivant les instruments à bord de RXTE (Crédit : NASA). (À droite) Description de l'instrumentation de Swift (Gehrels et al., 2004).

quelques secondes pour en observer les contreparties X apportant ainsi des informations spectrales et sur la position. Et enfin le UVOT (pour *Ultraviolet/Optical Telescope*, 170 - 600 nm; Roming et al., 2005) qui observe lui les contreparties ultraviolettes et visibles et permet d'estimer la distance des sources.

- Le Rossi X-ray Timing Explorer

Le Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) est un satellite X construit par la NASA, lancé en décembre 1995 et dont la mission fut arrêtée en janvier 2012. Ses objectifs étaient d'étudier la variabilité de sources X telles que les binaires X ou les noyaux actifs de galaxies. À l'arrêt de son exploitation, il a été estimé que RXTE était à l'origine de plus de 2200 articles scientifiques, de la découverte des magnétars et de la confirmation de certaines prédictions de la relativité générale. Trois instruments opéraient à son bord : le ASM (pour *All Sky Monitor*; Levine et al., 1996) chargé de scanner et d'étudier l'activité des sources X dans la quasi-totalité du ciel, le PCA (pour *Proportional Counter Array*; Jahoda et al., 1996) détecteur de photons X entre 2keV et 60keV et le HEXTE (pour *High Energy X-ray Timing Experiment*; Rothschild et al., 1998), détecteur de photos X durs sur la bande 15-250keV. Contrairement à l'instrument XRT de Swift, les spectres de RXTE sont obtenus en utilisant des compteurs proportionnels et non pas de caméra CCD ayant pour conséquence une résolution spectrale significativement plus faible. Cependant, les spectres RXTE ont un rapport signal sur bruit plus élevé.

- Le Monitor of All-sky X-ray Image

Le Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI) est un instrument japonais installé sur le module Kibo de la station spatiale internationale. Il a pour objectif de scanner le ciel entier afin de détecter toute activité provenant de sources de rayons X (notamment les sources périodiques et transitoires) ainsi que tout sursaut gamma. MAXI est composé de deux détecteurs à fente de haute sensibilité : GSC (pour *Gas Slit Camera*, 2-30keV; Mihara et al., 2011) compteur proportionnel à gaz et SSC (pour *Solid-state Slit Camera*, 0.5-10keV; Tomida et al., 2011) composé de 16 caméras CCD. Il est entré en fonctionnement en 2009 et devrait être remplacé cette année par un instrument plus développé, iWF-MAXI, améliorant ainsi le champ optique de l'observatoire et apportant également un détecteur de masque codé pour observer

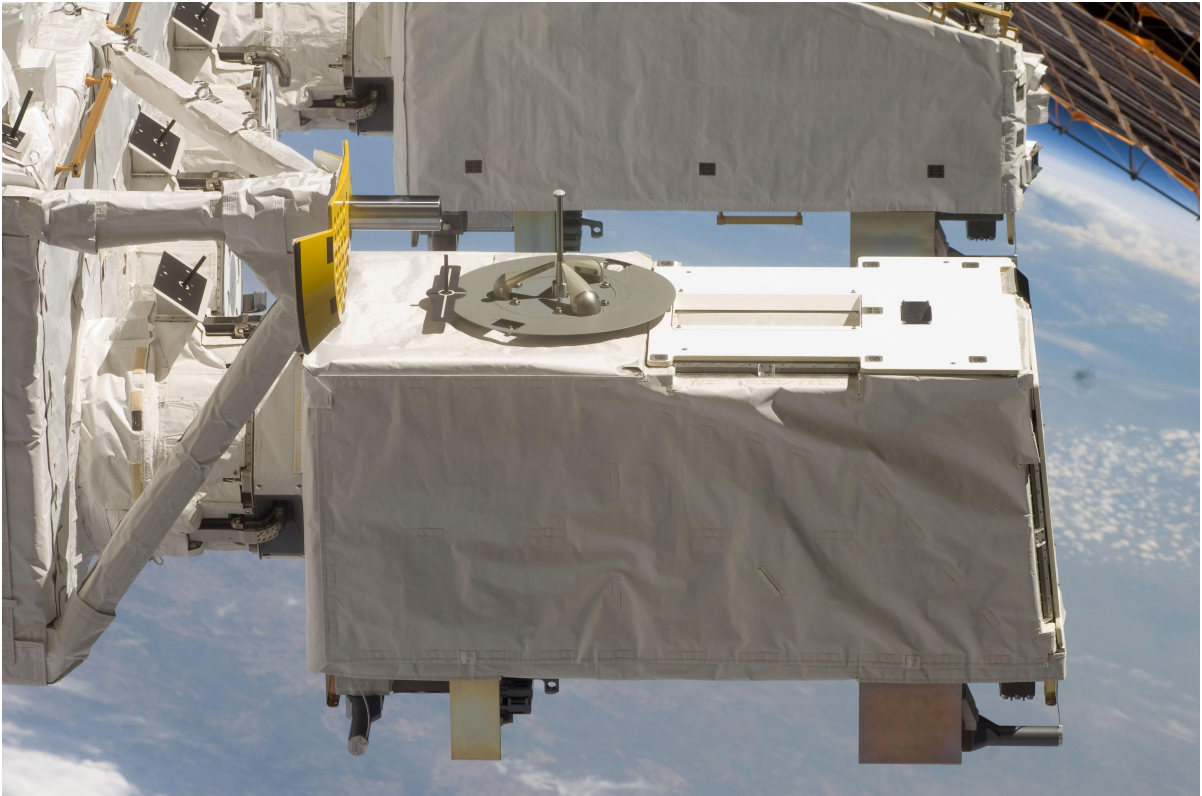


FIGURE 1.16 – Instrument MAXI installé sur la station spatiale internationale (Crédit : NASA).

les rayons γ mous.

Chapitre 2

Modélisation de l'émission du jet compact de MAXI J1836-194

Sommaire

2.1	MAXI J1836-194	* * * * *	35
2.1.1	Détection	* * * * *	35
2.1.2	Attrait et particularités	* * * * *	36
2.1.3	Les données multi-longueurs d'onde	* * * * *	37
2.1.4	Comportement de la cassure	* * * * *	38
2.2	Le modèle de chocs internes <i>ishem</i>	* * * * *	38
2.2.1	Description de la physique du modèle	* * * * *	38
2.2.2	Présentation des paramètres	* * * * *	39
2.2.3	Calcul de l'émission d'une couche choquée	* * * * *	40
2.2.4	Éjection des couches et allure de la SED	* * * * *	44
2.2.5	Impact des paramètres sur le spectre final	* * * * *	45
2.2.6	Ajustement des données	* * * * *	47
2.3	Modélisation	* * * * *	49
2.3.1	Approche minimaliste	* * * * *	49
2.3.2	Choix des paramètres	* * * * *	50
2.3.3	Le scénario minimaliste	* * * * *	52
2.4	Étude de la dégénérescence	* * * * *	56
2.4.1	Un troisième paramètre variable : ϕ	* * * * *	56
2.4.2	Le trio masse, distance, angle d'inclinaison	* * * * *	57
2.4.3	Cartographie de l'espace des paramètres	* * * * *	59
2.5	Conclusions de l'étude	* * * * *	62

Résumé :

Ce deuxième chapitre s'intéresse à la modélisation de l'émission multi-longueurs d'onde du jet relativiste de MAXI1836-194 effectuée via le modèle de chocs internes *ishem* (Malzac, 2014). Il reprend l'article Péault et al., 2019 publié dans *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. Une première section est consacrée à la source et aux données utilisées dans l'étude. L'historique de la détection de MAXI J1836-194 y est exposé ainsi que les caractéristiques qui font de cette source la candidate idéale. Une deuxième section explicite le modèle *ishem* et revient sur la procédure d'ajustement des observations. On y détaille tous les paramètres utilisés dans les simulations ainsi que leurs influences sur le spectre multi-bandes résultant. Une troisième partie présente un scénario reproduisant l'évolution du jet au cours de son éruption de 2011 avec l'objectif de varier un nombre minimal de paramètre. Une quatrième section est consacrée à l'exploration de l'espace des paramètres de la simulation en vue d'étudier la dégénérescence. On y contraint notamment un jeu de paramètres respectant de manière plus fidèle les contraintes physiques. Enfin, une cinquième section fait office de conclusion.

2.1 MAXI J1836-194

2.1.1 Détection

MAXI J1836-194 est une source de photons X découverte le 30 août 2011 par l'instrument MAXI/GSC à bord de la station spatiale internationale (Negoro et al., 2011). Très vite, on remarque que le même objet fut également détecté la veille par Swift via l'instrument BAT (Negoro et al., 2011). Devant les incertitudes concernant l'origine exacte de ces photons, il est immédiatement demandé à Swift de cibler cette nouvelle source à l'aide de ses instruments XRT et UVOT pour en affiner la position (Negoro et al., 2011). Une fois la découverte d'un nouvel objet céleste avérée, le 31 août précisément, une campagne d'observations multi-longueurs d'onde est engagée afin d'en déterminer la nature (Kennea et al., 2011).

Dans un premier temps, on estime, via analyse des raies de Balmer par le télescope Gemini South, que MAXI J1836-194 est très probablement une HMXB composée d'une étoile de type Be et d'une étoile à neutron (Cenko et al., 2011). Ces conclusions sont toutefois démenties le jour même au vu de l'absence de la signature optique de la source dans les catalogues DSS et 2MASS (Kennea et al., 2011). Une longue observation réalisée par RXTE indique une forte variabilité X de la source (18% d'amplitude de variabilité¹ entre 0.05 et 5 Hz) et mesure un spectre particulièrement dur, qu'il est possible d'ajuster à l'aide d'une loi de puissance d'indice ~ 1.8 en photons (Strohmayr and Smith, 2011). Ces deux marqueurs indiquent tous les deux très fortement la présence d'un trou noir central en pleine transition entre l'état dur et l'état dur intermédiaire. Cette hypothèse est d'ailleurs appuyée par les observations quasi-simultanées de GROND dans la bande K_s qui invalident, à la fois, les théories établissant MAXI J1836-194 comme une étoile unique et la potentielle prévalence du disque d'accrétion dans les spectres (Rau et al., 2011). On considère, dès lors, MAXI J1836-194 comme une binaire X à trou noir². En outre, il est aussi constaté que les spectres optique-IR sont en accord avec la présence d'un jet relativiste (Rau et al., 2011).

Le 2 septembre, MAXI/GSC détecte un ramollissement de l'émission X de MAXI 1836-194 et les spectres RXTE voient l'apparition de la composante du disque d'accrétion (Nakahira et al., 2011). L'instrument SWIFT/BAT souligne dans le même temps que l'intensité X de la source reste constante, indiquant une transition entre l'état dur intermédiaire et l'état mou intermédiaire (Nakahira et al., 2011). Ces conclusions renforcent alors l'hypothèse d'une binaire X à trou noir. Une observation radio effectuée par le VLA confirme par ailleurs la présence d'un jet dont la puissance significativement élevée est un nouvel indice en défaveur d'une étoile à neutron centrale (Miller-Jones et al., 2011). Le 13 septembre, INTEGRAL confirme la présence de MAXI J1836-194 dans la transition entre l'état dur intermédiaire et mou intermédiaire (Del Santo et al., 2011).

Une série d'observations infrarouge réalisées sur trois dates (16 septembre, 27 septembre, 10 octobre) par le VLT consolide l'hypothèse des éjections relativistes avec la mesure de spectres synchrotrons typiques d'un jet dans l'état dur (Russell et al., 2011). Les données quasi-simultanées obtenues avec RXTE corroborent ces résultats et observent aussi, de manière plus surprenante, un durcissement inattendu des spectres X (Russell et al., 2011). En effet, alors que les spectres X du 16 septembre affichaient nettement la présence de la composante du disque d'accrétion, celle-ci est absente des spectres X du 10 octobre. De plus,

1. Précisément, amplitude de variabilité relative, correspondant à l'écart type mesuré de la courbe de lumière divisé par le flux moyen.

2. Dont l'étoile compagnon serait une étoile de type K ou M (Russell et al., 2014b).

l'indice de la loi de puissance utilisée pour l'ajustement des données décroît de ~ 1.9 le 16 septembre à ~ 1.7 le 10 octobre. Il apparaît alors que la transition entre l'état dur intermédiaire et l'état mou intermédiaire s'est interrompue et que MAXI J1836-194 se retrouve à nouveau dans le coin supérieur droit du diagramme dureté-intensité. À partir de novembre 2011, les flux multi-longueurs d'onde de MAXI J1836-194 déclinent (Ferrigno et al., 2012). Il est acté, à la fin du premier semestre 2012, que MAXI J1836-194 est retourné dans un état quiescent malgré une -courte- période active au cours du mois de mars (Yang et al., 2012).

2.1.2 Attrait et particularités

L'excellente couverture multi-longueurs d'onde de l'éruption de MAXI J1836-194 offre une opportunité unique pour l'étude et la modélisation de l'émission de jets relativistes. La découverte de cette nouvelle source X étant intervenue au commencement même de sa phase éruptive, les instruments de la campagne d'observations sont parvenus à collecter une base de données substantielle qui suit l'évolution physique du jet au cours du cycle spectral, et notamment au cours des transitions d'état. De telles mesures sont cruciales pour identifier les acteurs et les phénomènes à l'origine de ces éjections et ainsi donc améliorer notre compréhension du mécanisme de propulsion de matière.

Comme évoqué précédemment, la transition entre l'état dur intermédiaire et l'état mou intermédiaire observée à partir du 2 septembre s'est vu interrompue. Au contraire, on a par la suite observé un durcissement de l'émission X indiquant alors un retour de la source vers l'état dur. Cette transition ratée³ eu la conséquence fâcheuse de ne pas permettre d'étudier précisément le moment clé de la transition dur-mou/mou-dur pendant lequel le jet disparaît/apparaît mais a cependant eu pour effet propice de maintenir le jet compact en activité tout au long de l'éruption (Russell et al., 2013).

MAXI J1836-194 se démarque également des autres LMXBs de par son émission optique. En effet, tandis que la plupart des sources X sont dominées par le disque d'accrétion dans le domaine du visible, MAXI J1836-194 est dominée par l'émission synchrotron optiquement mince en provenance du jet (Russell et al., 2014b). Par conséquent, il devient possible de suivre l'évolution de la cassure spectrale (break) en fréquence séparant les régimes optiquement mince et épais tout au long de l'éruption. Cette curiosité est très probablement la conséquence d'un très faible angle d'inclinaison, ici estimé entre 4° et 15° (le plus petit angle mesuré auparavant était $\sim 20^\circ$) par Russell et al., 2014b après analyse des raies d'émission H α et He II $\lambda 4686$ pour une distance entre 4kpc et 10kpc.

Enfin, MAXI J1836-194 présente une corrélation entre sa luminosité radio et sa luminosité X qui ne suit ni la branche standard ni la branche singulière. En effet, Russell et al., 2015 mesura un indice de 1.8 bien plus élevé que l'indice 1.4 de la branche singulière, et ce, y compris pendant la succincte phase d'activité de mars 2012. Pour l'expliquer, il proposa un scénario pour lequel, compte tenu du faible angle d'inclinaison, le boost relativiste est variable au cours de l'éruption⁴. Plus précisément, il y est supposé que le facteur de Lorentz du jet compact augmente avec la luminosité X (d'un facteur $\sim 3-4$ entre les deux luminosités X extrema).

3. Voir Brocksopp et al., 2004 pour plus d'informations.

4. À condition que la source soit située à plus de 8kpc.

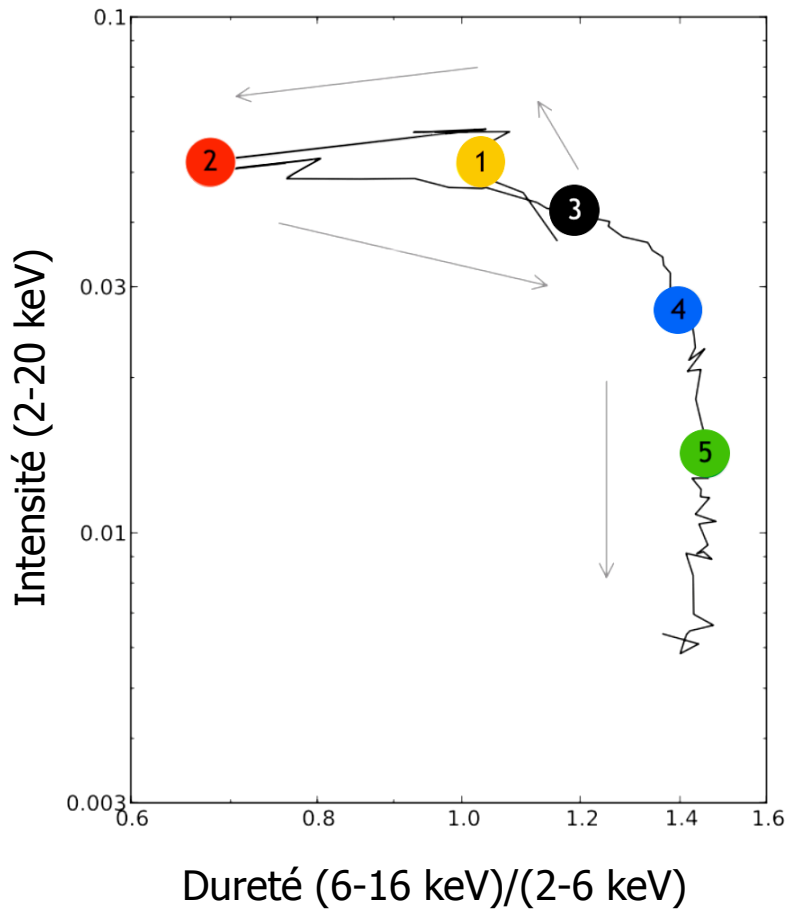


FIGURE 2.1 – Diagramme dureté-intensité de l'éruption de MAXI J1836-194 en 2011. La ligne noire représente l'évolution temporelle suivant les directions indiquées par les flèches. (1) 3 septembre, (2) 16 septembre, (3) 26 septembre, (4) 12 octobre, (5) 27 octobre.

2.1.3 Les données multi-longueurs d'onde

J'utilise, dans cette étude, cinq jeux de données multi-longueurs d'onde collectés quasi-simultanément par plusieurs instruments entre le 3 septembre et le 27 octobre de l'éruption de 2011. Ces données spectrales s'étalent du domaine radio jusqu'au domaine des rayons X et sont identiques à celles exploitées par [Russell et al., 2013](#) et [Russell et al., 2014a](#)⁵. Les données radio proviennent du VLA, les données submillimétrique du SMA, les données infrarouge moyen du VLT, les observations dans le visible sont issues des deux télescopes Faulkes et de l'instrument UVOT de Swift (qui collecte également des données dans le domaine ultraviolet) et enfin les données X ont été recueillies par l'instrument XRT de Swift et par RXTE. Cet ensemble d'observations suit la transition de MAXI J1836-194 entre l'état dur et l'état dur intermédiaire du début du mois de septembre ainsi que la transition ratée chevauchant la fin du mois de septembre et le début du mois d'octobre (voir Figure 2.1). La source étant dans l'état dur le 3 septembre, dans l'état dur intermédiaire le 16 septembre et le 26 septembre, et finalement, de retour dans l'état dur les 12 octobre et 27 octobre.

5. Un sixième jeu de données (12 septembre) a été volontairement négligé par manque de données de timing rapide en rayons X, absolument indispensables à notre étude.

2.1.4 Comportement de la cassure

La fréquence de coupure séparant les régimes optiquement mince et optiquement épais de l'émission synchrotron du jet compact est un élément clé de l'étude des mécanismes à l'origine des éjections relativistes. Pouvoir suivre son comportement au cours d'un cycle spectral, bien que tronqué, représente ici une véritable aubaine. Le comportement de la cassure de la SED de MAXI J1836-194 a été préalablement étudié par [Russell et al., 2013, 2014b, 2015](#). Ces différentes études rapportent toutes un déplacement de la cassure vers les hautes fréquences lorsque la source transite vers l'état dur. Ce déplacement est associé à une hausse marquée de la luminosité optique-IR tandis que le flux radio diminue, résultant en un spectre fortement inversé fin octobre. [Russell et al., 2014b](#) suggéra alors l'existence d'une relation entre la fréquence de coupure synchrotron et la dureté X de la source, et poursuivi en supposant que ce déplacement ainsi que les gains/pertes de luminosité infrarouge pourraient être le traceur de la réapparition/extinction du jet au cours de l'éruption. Cette évolution cassure/dureté apparaît depuis comme une caractéristique commune aux binaires à trou noir et aux noyaux actifs de galaxies peu lumineux ([Koljonen et al., 2015](#)).

2.2 Le modèle de chocs internes *ishem*

Pour modéliser l'émission multi-longueurs d'onde du jet compact de MAXI J1836-194, j'ai utilisé le modèle *ishem* imaginé et développé par [Malzac, 2014](#). Dans ce modèle, l'émission du jet tire son énergie de chocs internes au jet qui sont directement reliés aux fluctuations du flot d'accrétion (voir Section 1.3.2). Mon objectif est alors de démontrer que l'utilisation de cette variabilité, issue du disque, mène en effet à l'obtention de spectres multi-longueurs d'onde dont les formes permettent d'ajuster les données collectées lors de l'éruption de 2011.

2.2.1 Description de la physique du modèle

Le modèle de chocs internes *ishem* simule le processus d'éjection de couches de matière à la base du jet et effectue un suivi des événements collisionnaires résultants afin de calculer l'émission totale du jet. Pour le moment, seul le rayonnement synchrotron du jet est pris en compte. Les couches de matière sont injectées dans le modèle à pas de temps, Δt , régulier et comparable à l'échelle de temps dynamique du flot d'accrétion (\sim quelques ms). Selon le moment précis de leur éjection, ces couches voient leur vitesse (ou, de manière équivalente, leur facteur de Lorentz) évoluer. Ces distinctions, indispensables à la production de chocs, dépendent entièrement de la forme du spectre de puissance des fluctuations de vitesses utilisé en entrée du modèle. Une fois éjectée, chaque couche est suivie de manière indépendante jusqu'à ce qu'elle entre en collision et fusionne avec un autre éjecta, dont le produit est à son tour suivi. Cette traçabilité prend en compte les pertes adiabatiques, causées par la propagation des couches dans le jet.

La collision de deux couches de matière crée deux ondes de choc : un choc incident dont la direction suit le déplacement des couches et un choc réfléchi se dirigeant dans le sens inverse. Chacun de ces deux fronts d'onde est amené à traverser une couche, causant sa compression, jusqu'à ce qu'il s'en échappe. Cette compression, d'ordinaire considérée comme instantanée ([Jamil et al., 2010](#)), est ici calculée de manière progressive. Dans le cas où plusieurs collisions se déroulent dans un laps de temps inférieur au temps de parcours de fronts

de chocs, il est possible de voir deux fronts de chocs se rencontrer. Le modèle fait alors le choix de remplacer le choc le plus ancien par le choc le plus récent, dont l'énergie devient la somme de l'énergie des deux fronts, corrigée de l'énergie dissipée jusqu'à leur rencontre. Deux méthodes de calcul pour la dissipation sont possibles, selon que l'on autorise l'énergie du front de choc le plus ancien à -re-traverser la couche avec le front le plus récent (surestimant ainsi l'échelle de temps de dissipation) ou que l'on fait l'hypothèse d'une dissipation totale avant la rencontre de deux fronts ou d'un front et d'une bordure de couche (sous-estimant ainsi le temps de dissipation). Devant l'énergie négligeable des collisions subsoniques observées, il est important de noter qu'il n'est pas nécessaire, dans ce calcul, de se limiter aux cas contraignant de collisions strictement supersoniques.

La modélisation de l'émission synchrotron du jet utilise des approximations physiques facilitant la résolution des équations de transfert radiatif. L'influence de l'angle d'inclinaison sur la profondeur optique est notamment négligée dans les calculs. Le traitement des couches s'effectue, lui, de manière indépendante, l'interaction du rayonnement produit par une couche avec un autre éjecta, lorsqu'il le traverse, n'étant pas pris en compte. Ces deux hypothèses sont appropriées dans le cas d'un grand angle d'inclinaison. Au sein des couches de matières, les distributions spatiales des particules et du champ magnétique sont supposées homogènes et la distribution des électrons est représentée par une loi de puissance idéale. Toute modification de la forme de cette loi de puissance (refroidissement radiatif, refroidissement adiabatique, influence de la composante thermique, etc) étant totalement négligée. Sa normalisation, en revanche, peut être amenée à varier et dépend de l'énergie injectée par les chocs et du refroidissement adiabatique. Enfin, les couches de matière rayonnent de manière uniforme et la propagation des photons, en leur sein, est supposée instantanée.

2.2.2 Présentation des paramètres

Le code *ishem* est divisé en deux parties, chacune associée à un jeu de paramètres qui lui est propre. La première partie, *shogen*, est exclusivement consacrée à la simulation du processus hiérarchique de collision des éjectas. Elle contrôle le mécanisme de lancement des couches de matière en fonction des fluctuations de vitesse en entrée du modèle et recense l'historique total des chocs dans un fichier en sortie. Ce fichier est alors utilisé par la seconde partie du code, *shem*, qui calcule, à partir de chaque événement, l'émission synchrotron produite à la suite de la libération de l'énergie cinétique des couches dans le jet.

Paramètres de *shogen*

Je l'ai déjà évoqué, le paramètre le plus important de la partie *shogen* est le PSD des fluctuations utilisées pour simuler l'éjection des couches de matière. Cependant, bien d'autres paramètres d'importance entrent ici en jeu, en particulier, les paramètres reliés aux propriétés physiques des couches et à leur comportement au cours de leur propagation. Nous retrouvons dans un premier temps, la masse du trou noir central, M , ainsi que la durée totale de la simulation désirée, t_{\max} . Puis, le rayon initial des couches de matière, r_{dyn} , (exprimé en fonction du rayon gravitationnel et donc dépendant de la masse du trou noir⁶) ainsi que

6. Il sert également à spécifier Δt , défini comme le temps Keplerien à la distance r_{dyn} du trou noir. La valeur de Δt n'a pas d'incidence sur les résultats de la simulation tant qu'elle reste inférieure aux échelles de temps de variabilité les plus courtes du PSD injecté.

Paramètres		Options
Masse du trou noir	$M (M_{\odot})$	<i>Tout type</i>
Durée de la simulation	$t_{\max} (s)$	
Spectre de puissance		
Facteur Lorentz moyen	Γ_{moy}	
Rayon des éjectas	$r_{\text{dyn}} (R_g)$	
Facteur de remplissage	f_v	Constante, Variable
Masse des éjectas		
Précession	$\kappa (^{\circ})$	

 TABLEAU 2.1 – Paramètres de la simulation *shogen*.

leur épaisseur, que l'on définit à l'aide du facteur de remplissage, f_v ⁷. Je peux choisir de leur imposer -ou non- une masse constante au cours de la propagation (cela n'a pas d'effet significatifs sur les SEDs résultantes). Le facteur de Lorentz moyen Γ_{moy} , témoignant de la vitesse d'ensemble des couches, et par extension, de leur énergie cinétique moyenne y est également spécifié. Pour finir, un dernier paramètre permet aussi de prendre en compte une éventuelle précession du jet (ici négligée). Tous ces paramètres ainsi que leurs options sont regroupés dans le Tableau 2.1.

Paramètres de *shem*

La seconde partie du modèle *ishem* rassemble les paramètres physiques liés au jet compact lui-même et à la construction de la SED multi-longueurs d'onde finale. On y retrouve, en premier lieu, les paramètres d'équipartition qui définissent comment l'énergie dissipée dans les chocs est partagée entre les leptons, les ions et le champ magnétique ainsi que les paramètres définissant la distribution en loi de puissance des électrons, à savoir l'indice p de la distribution ainsi que ses bornes, Υ_{\min} et Υ_{\max} . Puis, on définit la puissance cinétique totale du jet, P , exprimée en unité de la luminosité d'Eddington de la source (elle dépend donc elle-aussi de la masse du trou noir) et nous déterminons le demi-angle d'ouverture du jet, ϕ et l'angle d'inclinaison, θ , mesuré entre la lignée de visée de l'observateur et l'axe du jet. Il est également possible de contrôler la prise en compte -ou non- de l'émission multi-longueurs d'onde issue du contre-jet. Dans un second temps, une fois l'émission synchrotron totale calculée par *shem*, l'amplitude des flux peut être réglée à l'aide de la distance, D . Ces paramètres sont rassemblés dans le Tableau 2.2.

2.2.3 Calcul de l'émission d'une couche choquée

Le calcul de l'émission synchrotron d'un éjecta au cours de sa propagation dans le jet suit un traitement simplifié dans *ishem*. Je reprends ici les principaux points développés dans l'annexe B de Malzac, 2014 qui décrit avec précision le formalisme utilisé pour déterminer la contribution de chaque couche de la simulation.

Dans le modèle, un éjecta est paramétrisé par sa masse M , sa vitesse d'ensemble βc et son

7. Ce paramètre est défini de sorte que pour $f_v \ll 1$, les couches de la simulation sont extrêmement fines et pour $f_v = 1$, le jet est continu.

Paramètres		Options
Fraction leptonique du jet	ξ_{el} (%)	
Fraction baryonique du jet	ξ_p (%)	
Indice de la loi de puissance	p	
Énergie minimum	Υ_{min}	
Énergie maximum	Υ_{max}	
Puissance du jet	P (L_E)	
Angle d'ouverture	ϕ (°)	
Angle d'inclinaison	θ (°)	
Calcul du contre-jet		Non, Oui
Distance	D (kpc)	

 TABLEAU 2.2 – Paramètres de la simulation *shem*.

taux de puissance dissipée par unité de masse $\dot{\epsilon}$. Lorsque l'un de ces paramètres, au moins, est modifié (du fait d'une collision) au cours de la simulation, l'éjecta considéré est alors remplacé par un nouvel éjecta caractérisé par les nouvelles propriétés. La modélisation de l'émission synchrotron couche par couche dans *ishem* prend en compte les effets de retards dus à la propagation des photons entre les différentes parties du jet et l'observateur. On note $t=0$ l'origine du temps dans un référentiel fixe par rapport à l'observateur, définie comme l'instant où la première couche de matière est éjectée à la base du jet. Pour simplifier les calculs on définit également le temps de réception des photons du jet dont l'origine, $t_r=0$, se définit comme l'instant où cet évènement est captée par les instruments. Considérons un jet se propageant selon l'axe z avec un angle d'ouverture ϕ . On définit le point d'injection à la base du jet (de rayon r_{dyn}), à partir duquel les couches sont éjectées, tel que $z=z_b=r_{dyn}/\tan\phi$ (de sorte que le rayon du jet $R=z\tan\phi$ est toujours connu). Par conséquent, pour un angle d'inclinaison θ , un photon émis à la position z et au temps t est détecté par l'observateur au temps :

$$t_r = t - (z - z_b)\mu/c \quad (2.1)$$

avec $\mu=\cos\theta$.

Le modèle *ishem* tient également compte de l'évolution du volume des couches afin de connaître à chaque instant les densités de particules et d'énergie qui déterminent leurs propriétés spectrales. Soit une couche, active dans le référentiel du jet entre les temps t_0 et t_1 , s'étendant entre les positions z^- et z^+ ($z^+ > z^-$). Ses bordures voyageant avec les vitesses β^- et β^+ considérées comme constantes⁸. La largeur de la couche est exprimée selon :

$$H = z^+ - z^- = H_0 + (\beta^+ - \beta^-)c(t - t_0) \quad (2.2)$$

avec $H_0=z_0^+ - z_0^-$, la longueur initiale de la couche. Pour une couche homogène, le centre de masse se situe à la position :

$$z = z_0 + \beta c(t - t_0) \quad (2.3)$$

8. Ces vitesses sont en général différentes de β du fait de l'expansion longitudinale des couches sous l'effet de leur pression interne. La fusion de deux couches de vitesses différentes peut également expliquer ces différences.

avec :

$$z_0 = \frac{\gamma^+ z_0^+ + \gamma^- z_0^-}{\gamma^+ + \gamma^-} \quad (2.4)$$

$$\beta = \frac{\gamma^+ \beta^+ + \gamma^- \beta^-}{\gamma^+ + \gamma^-} \quad (2.5)$$

où γ^+ et γ^- représentent, respectivement, les facteurs de Lorentz de la couche se déplaçant vers les z croissants et vers les z décroissants. Basculer dans le référentiel du centre de masse (dont les quantités seront notées avec un \sim) permet de définir \tilde{t} et \tilde{z} de sorte que ($\tilde{t}=0, \tilde{z}=0$) soit équivalent à l'évènement ($t=t_0, z=z_0$) dans le référentiel fixe. On peut donc réécrire la vitesse des bordures de la couche active tel que :

$$\tilde{\beta}^\pm = \frac{\beta^\pm - \beta}{1 - \beta\beta^\pm} \quad (2.6)$$

où l'on remarque que $\tilde{\beta}^+ = -\tilde{\beta}^- = \tilde{\beta}$, qui peut lui-même être exprimé de la façon suivante :

$$\tilde{\beta} = c_e \gamma^2 \frac{\beta^+ - \beta^-}{2} \quad (2.7)$$

où apparaît c_e , le facteur de correction de l'extension/contraction de l'éjecta. Il est défini tel que :

$$c_e = 4 \left(2 + \frac{\gamma^+}{\gamma^-} + \frac{\gamma^-}{\gamma^+} \right)^{-1} \quad (2.8)$$

Dans le référentiel du centre de masse, la largeur de la couche se réécrit :

$$\tilde{H} = \tilde{H}_0 + 2\tilde{\beta}c\tilde{t} \quad (2.9)$$

avec :

$$\tilde{H}_0 = c_e \gamma H_0 \quad (2.10)$$

ce qui implique finalement :

$$\tilde{H} = c_e \gamma H \quad (2.11)$$

qui diffère de la formule de contraction relativiste standard de par la présence de c_e , qui apparaît ici du fait de la variabilité de la hauteur des couches.

Pour calculer l'évolution de l'énergie interne totale d'une couche, il faut connaître la puissance qu'elle dissipe au cours d'un choc ainsi qu'au cours de sa propagation dans le jet en expansion. En partant de son taux de dissipation caractéristique $\dot{\epsilon}$, correspondant à la puissance constante par unité de masse dissipée pendant une collision, et tenant compte des pertes liées au refroidissement adiabatique, il est alors possible d'exprimer l'évolution de son énergie spécifique tel que :

$$\frac{d\tilde{\epsilon}}{d\tilde{t}} = \dot{\epsilon} - \tilde{\epsilon}(\gamma_a - 1) \frac{d\ln\tilde{V}}{d\tilde{t}} \quad (2.12)$$

avec γ_a , l'indice adiabatique, et \tilde{V} , le volume de la couche active dans le référentiel du centre de masse. La solution analytique de l'équation 2.12 s'écrit :

$$\tilde{\epsilon} = \left[\dot{\epsilon} \int_0^{\tilde{t}} \left(\frac{\tilde{V}}{\tilde{V}_0} \right)^{\gamma_a - 1} d\tilde{t} + \tilde{\epsilon}_0 \right] \left(\frac{\tilde{V}}{\tilde{V}_0} \right)^{1 - \gamma_a} \quad (2.13)$$

où l'indice 0 indique la valeur de la quantité à $\tilde{t}=0$. Supposant une couche de géométrie cylindrique tel que, $\tilde{V}=\pi R^2 \tilde{H}$, et négligeant les pertes énergétiques causées par l'expansion longitudinale, cette solution devient :

$$\tilde{\epsilon} = \left[\frac{\dot{\epsilon} z_0}{\gamma \beta c} \frac{x^{2\gamma_a - 1} - 1}{2\gamma_a - 1} + \tilde{\epsilon}_0 \right] x^{2 - 2\gamma_a} \quad (2.14)$$

avec :

$$x = \frac{R}{R_0} = \frac{z}{z_0} = 1 + \frac{\gamma \beta c \tilde{t}}{z_0} \quad (2.15)$$

L'énergie magnétique étant déterminée comme une fraction $1/(1+\xi_e+\xi_p)$ ⁹ fixée de l'énergie totale, l'équation 2.14 permet alors de connaître la valeur du champ magnétique à tous les instants, tel que :

$$B = \sqrt{\frac{8Mc^2 \tilde{\epsilon} x^{-2} h^{-1}}{(1 + \xi_e + \xi_p) R_0^2 \tilde{H}_0}} \quad (2.16)$$

où l'on note :

$$h = \frac{\tilde{H}}{\tilde{H}_0} = 1 + \frac{2\tilde{\beta}c}{H_0} \tilde{t} = 1 + \frac{2\tilde{\beta}z_0}{\gamma \beta H_0} (x - 1) \quad (2.17)$$

La connaissance du champ magnétique nous permet deux choses. Premièrement, si l'on suppose une distribution d'électrons en loi de puissance idéale : $N(\gamma)=K \gamma^{-p}$, évoluant entre γ_{\min} et γ_{\max} avec γ_{\min} , γ_{\max} et p constants, il est possible de déterminer l'évolution de la normalisation K via l'hypothèse que la densité d'énergie des particules est une fraction ξ_e constante de l'énergie magnétique : $U_B=B^2/8\pi$. En conséquence, il est possible de prendre en compte l'effet du refroidissement adiabatique en contrôlant simplement cette normalisation. Deuxièmement, la détermination de la valeur de B , indispensable au calcul de l'émission synchrotron et du coefficient d'absorption en oeuvre dans le jet, rend maintenant possible le calcul approximé du flux instantané émis par la couche active. De manière similaire à l'équation 2.12, celui-ci s'exprime tel que :

$$F_\nu(t) = \delta^3 \frac{R\tilde{H}}{2D^2} \frac{\tilde{J}_\nu}{\tilde{\alpha}_\nu} (1 - \exp^{-\tilde{\tau}_\nu}) \quad (2.18)$$

avec δ , le facteur d'amplification Doppler : $\delta=[\Gamma_{\text{moy}}(1 - \beta \cos\theta)]^{-1}$, D la distance, \tilde{J}_ν , l'émission synchrotron, $\tilde{\alpha}_\nu$, le coefficient synchrotron et $\tilde{\tau}_\nu$, la profondeur optique (voir Annexe A de Malzac, 2014). Prenant en compte les délais dus à la propagation des photons entre leur

9. Avec ξ_e et ξ_p , les facteurs d'équipartition.

émission et leur détection grâce à la fonction correctrice \mathbf{g}_1 (voir l'annexe B de Malzac, 2014), le flux réellement reçu à t_r est finalement défini tel que :

$$F_{sv}(t_r) = \int_{t_0}^{t_1} F_v(t') g_1(t', t_r) dt' \quad (2.19)$$

2.2.4 Éjection des couches et allure de la SED

Fluctuations du facteur de Lorentz

Pour atteindre l'objectif de notre étude il me faut générer, en entrée du modèle, des fluctuations du facteur de Lorentz dont le PSD est identique à celui de la variabilité X observée. Ceci, afin de modéliser l'émission radio-X du jet compact de MAXI J1836-194 à partir du flot d'accrétion directement, par le biais du couplage accrétion-éjection. Pour obtenir les informations temporelles de l'émission X de la source durant l'éruption de 2011, j'ai utilisé des observations issues de l'instrument PCA à bord de RXTE (Jahoda et al., 1996), sélectionnant uniquement celles effectuées au plus tard 24 heures¹⁰ avant/après les autres bandes spectrales afin de conserver le caractère quasi-simultané de l'étude. Les courbes de lumière X ont été extraites avec un temps d'échantillonnage de 2^{-11} s via le *single bit mode data (SB_125us_0_249_1s)* sous HEASOFT 6.19¹¹. Puis, à l'aide du package SITAR (pour *S-lang/ISIS Timing Analysis Routines*) de ISIS (pour *Interactive Spectral Interpretation System*, Houck and Denicola, 2000), nous avons généré les cinq spectres de puissance correspondant aux cinq jeux de données de l'étude.

Pour ce faire, nous avons, dans les cinq cas d'intérêt, calculé un PSD pour chaque segment de 512s (rejetant toutefois les segments vides) et ensuite réalisé la moyenne des PSDs ainsi obtenus sur l'ensemble de la courbe de lumière. Puis, les spectres de puissances résultants subirent un *binning* fréquentiel (regroupement de plusieurs points en un seul) selon une échelle logarithmique tel que $\delta f/f=0.1$ et furent également corrigés du bruit de Poisson et des erreurs apportées par les effets dits de *temps mort*¹².

Les PSDs observés sont limités en fréquence avant 1/512 Hz. Cependant, comme *ishem* requiert de l'information temporelle sur des échelles de temps plus longues que ne le permet ce seuil, j'ai extrapolé nos PSDs résultants vers les basses fréquences à l'aide de lois de puissance. Les cinq PSDs finaux, utilisés en entrée du modèle, sont représentés sur la Figure 2.2.

La forme du spectre multi-longueurs d'onde

Comme habituellement observé dans les binaires X dans l'état dur, la variabilité à basse fréquence est de plus en plus faible à mesure que la source transite vers des états plus mous. Ces divergences soulignent à quel point l'emploi de la variabilité X quasi-simultanée est indispensable pour assurer la précision du spectre résultant pour chacune des cinq dates d'études. Dans le cadre de notre modèle, cette évolution a un effet immédiat sur la forme des spectres multi-longueurs d'ondes, en particulier entre le domaine radio et le domaine infrarouge.

10. Dans l'état dur, les variations quotidiennes sont lentes.

11. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/heasoft/>

12. Erreurs causées par des événements intervenant au moment où le détecteur ne peut pas collecter de données (temps de lecture, etc...).

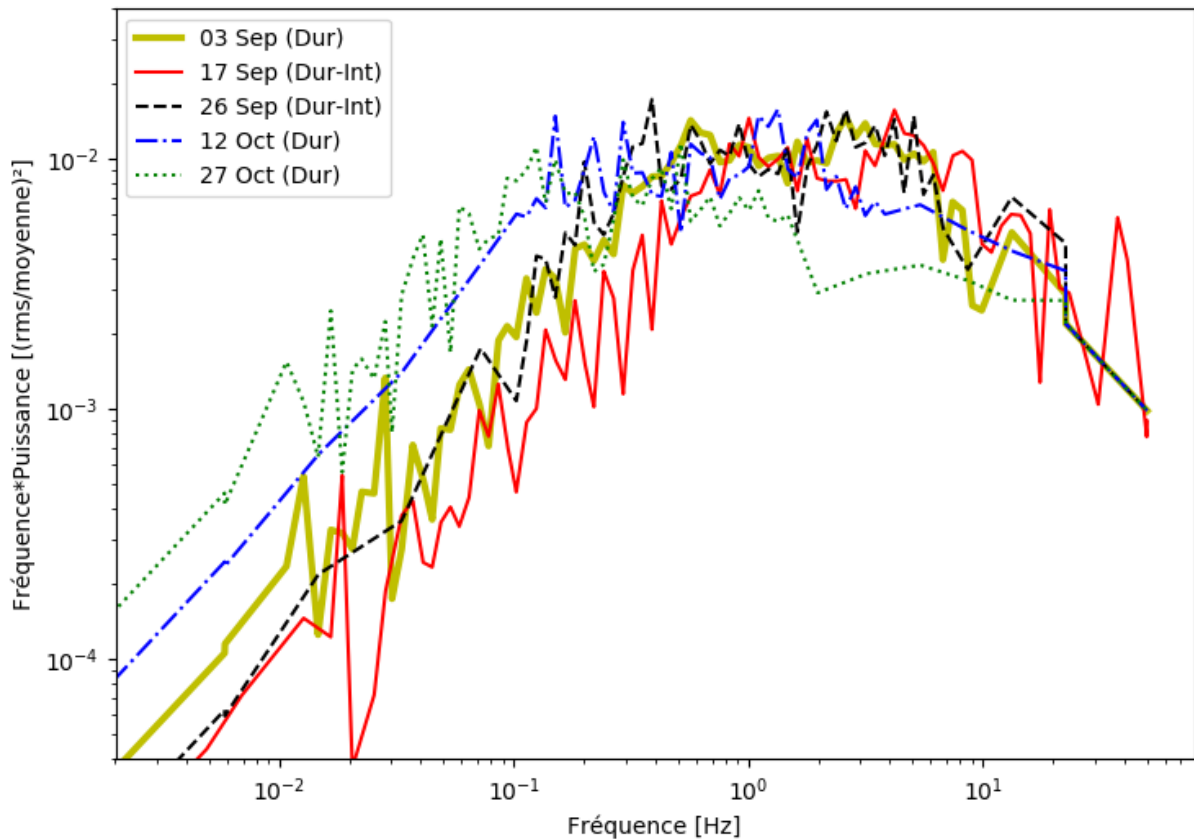


FIGURE 2.2 – Spectres de puissances utilisés en entrée du modèle pour simuler l'éjection des couches de matière. On remarque que la fréquence de coupure a tendance à se déplacer vers les hautes fréquences dans l'état dur intermédiaire.

Les barres d'erreurs des cinq spectres de puissances générés via ISIS ont été volontairement retirées de la Figure 2.2 par souci de clarté. Néanmoins, il est très important de noter que ces erreurs ne sont pas pour autant négligées. Au contraire, leur impact sur la forme de la SED finale étant potentiellement important, j'ai mené un grand nombre de simulations d'éjections de matière, parcourant aléatoirement les intervalles de confiance des PSDs. Cette étude montra un impact mineur de ces changements sur la SED, modifiant de manière peu significative la valeur des paramètres d'ajustement des données.

2.2.5 Impact des paramètres sur le spectre final

Dans le modèle des chocs internes, la forme du spectre multi-longueurs d'onde final ne dépend quasi-exclusivement que du spectre de puissance des fluctuations de vitesses à la base du jet. Tous les autres paramètres numériques de la simulation ne pouvant que déplacer, de manière plus ou moins importante, ce spectre en fréquence ou en normalisation. Tous, à l'exception de l'indice p de la distribution en loi de puissance des électrons qui peut également contrôler la pente du régime optiquement mince de l'émission synchrotron (voir Section 1.3.1). L'impact des paramètres sur la position de la cassure en termes de fréquence et de flux peut être estimée de façon analytique (voir Malzac, 2013, 2014). Les deux relations

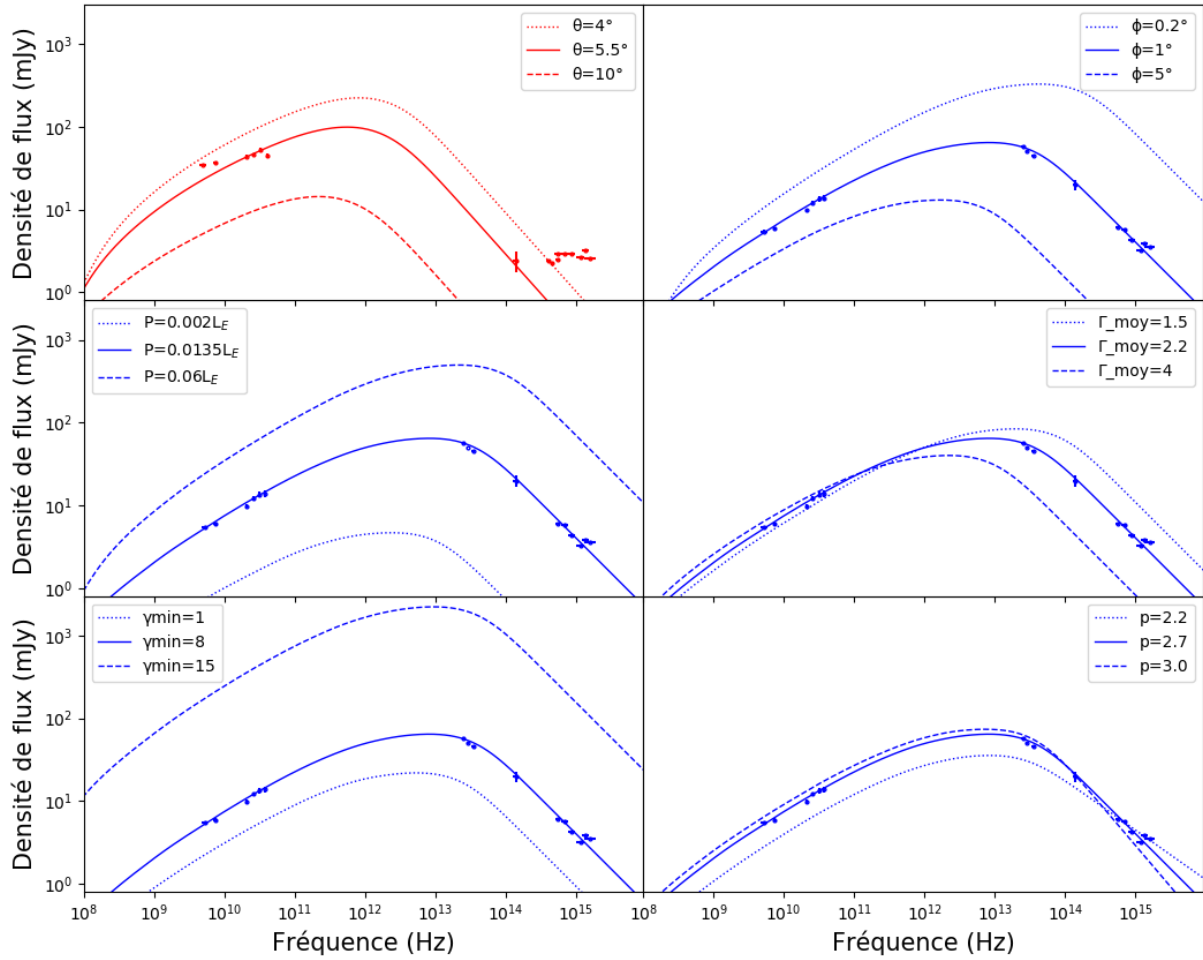


FIGURE 2.3 – Effet des principaux paramètres du modèle *ishem* sur les spectres calculés le 17 septembre (rouge) et le 26 septembre (bleu). Dans chaque panneau, un seul paramètre est modifié. (En haut à gauche) Angle d'inclinaison. La SED du 26 septembre ne pouvait pas être utilisée pour ce paramètre à cause d'un effet trop peu visible causé par un Γ_{moy} trop petit. (En haut à droite) Angle d'ouverture. (Centre gauche) Puissance du jet. (Centre droit) Facteur de Lorentz moyen. (En bas à gauche) Borne inférieure de la distribution des électrons. (En bas à droite) Indice de la loi de puissance des électrons.

reliant les paramètres de la simulation aux coordonnées de la cassure sont les suivantes :

$$F_{\nu_{\text{break}}} \propto \frac{\delta^2 i_{\gamma}^{5/(p+4)}}{D_{\text{kpc}}^2 \tan(\phi)} \left[\frac{p}{(\Gamma_{\text{moy}} + 1) \Gamma_{\text{moy}} \beta} \right]^{(2p+13)/(2p+8)} \quad (2.20)$$

$$\nu_{\text{break}} \propto \frac{\delta i_{\gamma}^{2/(p+4)}}{\tan(\phi)} \frac{p^{(p+6)/(2p+8)}}{[(\Gamma_{\text{moy}} + 1) \Gamma_{\text{moy}} \beta]^{(3p+14)/(2p+8)}} \quad (2.21)$$

avec, β , la vitesse réduite : $\beta = \sqrt{1 - \Gamma_{\text{moy}}^{-2}}$, δ , le facteur d'amplification Doppler et $i_{\gamma} = (2-p)(\gamma_{\text{max}}^{2-p} - \gamma_{\text{min}}^{2-p})^{-1}$. La Figure 2.3 illustre ces influences pour deux SEDs calculées par *ishem*.

L'influence sur le positionnement de la cassure est différente pour chaque paramètre de la simulation. Certains paramètres ont un impact très fort sur la SED tandis que d'autres

peuvent prendre des valeurs très disparates sans causer de mouvement significatif. C'est le cas notamment de la masse du trou noir dont les effets sur la puissance du jet (liée au calcul de la luminosité d'Eddington) et sur le rayon initial des couches de matière (via le calcul du rayon gravitationnel, dont l'impact est aussi négligeable) se contrebalancent quasiment parfaitement. À l'autre bout du spectre, le facteur de Lorentz moyen des éjections possède indéniablement le pouvoir de déplacement le plus fort (aussi bien en fréquence qu'en normalisation), le mouvement de la cassure dans la dimension fréquentielle devenant même particulièrement conséquent pour des valeurs élevées de Γ_{moy} . Cette particularité s'explique par le fait que des couches de matières avec de grands Γ_{moy} vont avoir des vitesses encore plus proches de celle de la lumière et donc, puisque les différences de vitesses sont de plus en plus fines à haut Γ_{moy} , vont mettre plus de temps pour entrer collision. Ces collisions vont alors s'effectuer à de très larges distance de la base, dans les régions où le champ magnétique est plus faible. À moindre échelle, l'angle d'inclinaison, l'angle d'ouverture et la puissance du jet ont aussi une influence non négligeable sur le spectre. θ quand fixé à de petites valeurs, peut aussi déplacer le spectre vers des flux et des fréquences élevées grâce aux effets d'amplification relativiste (encore plus vrai à grand Γ_{moy}). De manière similaire, un jet très peu collimaté résulte en une cassure située à basses fréquences et à bas flux. Le jet ayant un angle d'ouverture plus grand, l'énergie dissipée dans les chocs est diluée dans un plus grand volume, résultant en un champ magnétique bien plus faible. Enfin, un jet très puissant (pour p fixé) entraîne une densité d'énergie interne plus grande, ce qui conduit à un champ magnétique et à une normalisation K plus grands, entraînant une émission synchrotron plus forte et plus absorbée à basses fréquences et donc le déplacement de la cassure vers les hautes fréquences et les hauts flux. Les propriétés de la distribution en loi de puissance des électrons n'ont pas de répercussions directes sur la SED. En effet, l'indice de la loi de puissance bien que définissant la pente du régime optiquement mince n'a aucune incidence sur la cassure. Quant aux bornes de la distribution, elles agissent de manière indirecte sur la puissance du jet compte tenu du fait qu'elles déterminent la population des électrons. Pour une même quantité d'énergie cinétique dissipée dans le jet par les chocs internes, un plus grand Υ_{min} permet à la fois d'augmenter la production de photons énergétiques et l'énergie moyenne des leptons ce qui mène à émission plus puissante et moins absorbée. Enfin, la distance de la source a un impact important sur normalisation de la SED synchrotron mais n'a absolument aucune influence sur la position de la cassure en fréquence puisqu'elle n'a aucun effet sur le mécanisme d'émission.

2.2.6 Ajustement des données

La méthode

L'ajustement des données multi-longueurs d'onde du jet compact de MAXI J1836-194 se déroule en quatre étapes. La première étape de cette procédure vise à calculer, via le modèle *ishem*, une SED "prototype" pour chaque observation en utilisant la variabilité X associée. Ce "prototype" correspond à un jeu de paramètres aléatoires, neutres, et possiblement non physiques et ne sert que de gabarit afin de vérifier la propension des PSDs à générer un spectre dont la forme est en adéquation avec les données.

La seconde étape consiste à utiliser ce gabarit pour ajuster les données avec XSPEC (pour *X-Ray Spectral Fitting Package*, Arnaud, 1996, version 12.9.1p) via la création d'un modèle local, baptisé *ish*, qui prend en paramètres le décalage en fréquence et en flux de la cassure par rapport au gabarit. Ce modèle est alors allié au modèle de disque irradié *diskir* (Gierliński

et al., 2008) dans le but d'ajuster les données multi-bandes de la radio jusqu'aux rayons X et prendre en compte simultanément les contributions du jet et du disque d'accrétion (voir section suivante). La contribution du jet à hautes énergies, elle, est estimée en extrapolant la partie optiquement mince du spectre avec une loi de puissance de même indice. Aussi, le refroidissement synchrotron est pris en compte en plaçant une fréquence de coupure "à la main" à partir de laquelle le flux décroît de manière exponentielle (ici placé à 20eV comme dans Russell et al., 2014b par manque de contraintes réelles; voir Section 3.1). Enfin, l'absorption du milieu interstellaire dans les bandes infrarouge-optique et X sont respectivement prises en compte grâce aux modèles *redden* (Cardelli et al., 1989) et *tbabs* (Wilms et al., 2000).

La troisième étape commence quand un ajustement approprié est trouvé à l'aide d'XSPEC. Une fois les déplacements en fréquence et en flux déterminés, on utilise les équations 2.20 et 2.21 pour calculer un nouveau jeu de paramètres physiques afin d'apporter la correction nécessaire à l'alignement de notre "prototype" avec les données. Sept paramètres différents apparaissent dans ces deux équations : la distance, l'angle d'inclinaison, la puissance du jet, l'angle d'ouverture, le facteur de Lorentz moyen, l'indice de la distribution des électrons et l'énergie minimum de ces mêmes électrons. Il existe, par conséquent, un grand nombre de combinaisons possibles pour résoudre ce système de deux équations, créant alors une importante dégénérescence dans les paramètres d'*ishem*. Pour remédier à ce problème, cinq paramètres sont fixés à des valeurs jugées physiquement raisonnables avec les autres contraintes observationnelles dont nous pouvons disposer et le système n'est résolu que pour deux paramètres libres. Plusieurs paramètres ont été testés et il ressort que le couple puissance du jet-angle d'ouverture permet d'apporter les corrections requises en respectant raisonnablement les contraintes physiques des paramètres (voir Section 2.3).

Enfin dans la quatrième et dernière étape, nous utilisons le jeu de paramètres fraîchement déterminé en entrée d'*ishem* pour générer un nouveau spectre multi-longueurs d'onde à comparer avec les données. En général, les prédictions du modèle analytique sont en très bon accord avec les simulations. Il est important de rappeler que s'il s'avère impossible d'ajuster les données à l'aide de la SED "prototype" au début de la deuxième étape en décalant simplement la forme engendrée, alors le modèle est tout simplement incapable de reproduire les observations, et ce, peu importe le jeu de paramètres. Si un tel cas se présente, l'hypothèse de départ consistant à utiliser la variabilité X du disque d'accrétion se verra alors naturellement rejetée.

Le modèle *diskir*

Le modèle *diskir* (Gierliński et al., 2008) modélise la signature spectrale du disque d'accrétion sous la forme d'une émission de type corps noir multi-couleurs, caractérisée par la température au bord interne du disque kT_{disque} (calculée dans le cas d'un disque **non-illuminé**), et inclut une composante de Comptonisation reproduisant la loi de puissance X dure, paramétrée via l'indice **I**. Il prend aussi en compte l'irradiation du disque par la queue Compton afin de modéliser l'émission optique-UV provenant des photons X absorbés dans les parties externes. Il définit, pour ce faire, le ratio entre la luminosité dans la queue Compton et la luminosité du disque non-irradié, paramétré par **Lc/Ld**. On y spécifie aussi une population d'électrons formant le flot d'accrétion interne, à travers la température kT_e , qui contrôle la coupure de la queue Compton à haute énergie. La taille du disque est déterminée par $\log r_{\text{ext}}$ qui représente le logarithme naturel du rayon de l'anneau externe rapporté au rayon de l'anneau interne (minimum pour $\log r_{\text{ext}}=3$) et sa fraction illuminée est défi-

Paramètres		Valeurs
Température interne	kT_{disque}	
Indice loi de puissance	I	
Température de la "couronne"	kT_e	
Ratio d'illumination	L_c/L_d	
Taille du disque	$\log_{r_{\text{ext}}}$	>3
Fraction de disque illuminée	r_{irr}	
Thermalisation interne	f_{int}	0.1
Thermalisation externe	f_{ext}	
Normalisation	K	

TABLEAU 2.3 – Paramètres du modèle *diskir*.

nie avec r_{irr} , ratio entre le rayon de la fraction de disque illuminée et le rayon interne. *diskir* utilise également le paramètre f_{int} représentant la fraction de luminosité dans la queue Compton qui est thermalisée dans le disque interne (fixée à 0.1 de manière générale) et le paramètre f_{ext} qui prend en compte la thermalisation du flux bolométrique dans les parties externes du disque. Enfin le paramètre K détermine la normalisation. Il est exprimé tel que : $K = (r_{\text{int}}/D_{10})^2 \cos\theta$, avec r_{int} , le rayon interne apparent du disque, D_{10} , la distance de la source en unité de 10kpc et θ l'inclinaison. Tous ces paramètres sont regroupés dans le Tableau 2.3.

2.3 Modélisation

2.3.1 Approche minimaliste

Comme précédemment mentionné, il est possible de reproduire les observations multi-longueurs d'onde avec un nombre important de combinaisons de paramètres, suite à la dégénérescence. L'approche choisie dans cette étude est donc d'expliquer la séquence de données obtenue entre le début du mois de septembre et la fin du mois d'octobre en variant un nombre minimum de paramètres. La masse du trou noir central, la distance de la source et l'angle d'inclinaison n'étant pas censés varier de manière significative pendant ces deux mois¹³, ces paramètres furent fixés.

Une première tentative fut dédiée à l'explication de l'évolution du jet au cours de l'éruption avec un paramètre libre unique. Il est apparu assez rapidement qu'une telle solution est impossible puisque la variation d'un seul paramètre modifie la fréquence de coupure et le flux du maximum de la SED de façon similaire (c'est à dire croissance/décroissance de la fréquence et du flux simultanées, voir 2.20 et 2.21 et Figure 2.3). Or, l'évolution du jet nécessite à la fois une croissance de la fréquence de la cassure et une décroissance du flux (voir Section 2.3.3). On conclut alors qu'il faut au moins deux paramètres libres pour reproduire l'éruption du jet compact de 2011. Puisque l'on s'attend à voir varier la puissance du jet ainsi que le facteur de Lorentz moyen des couches de jet de manière significative entre les cinq dates de l'étude, en conséquence de la variation du taux d'accrétion, je choisis de reproduire

13. L'inclinaison pourrait en fait varier sous l'effet de la précession du jet, ici négligée.

les observations en variant \mathbf{P} et Γ_{moy} .

2.3.2 Choix des paramètres

Contraintes

MAXI J1836-194 n'ayant eu à ce jour qu'une seule éruption véritablement étudiée, il existe peu de certitudes sur ses propriétés physiques. Parmi les paramètres importants de la simulation, certains sont bien contraints tandis que d'autres sont encore largement inconnus. Par conséquent, une fraction des paramètres se verra libre d'évoluer dans des intervalles de valeurs cohérents physiquement et certains, dont l'impact sur les SEDs est prouvé négligeable, seront tout simplement gelés à des valeurs standard observées dans d'autres LMXBs.

[Russell et al., 2014b](#) a contraint la distance de ce microquasar entre 4kpc et 10kpc et estimé la valeur de l'angle d'inclinaison entre 4° et 15° . Côté masse du trou noir, il n'existe pas d'estimation précise dans la littérature. On peut malgré tout se rapporter au travail de [Jana et al., 2016](#) qui a contraint cette masse entre $7.5M_\odot$ et $11M_\odot$. Ces résultats étant cependant fortement dépendants du modèle utilisé dans l'étude, nous les utiliserons en tant que valeurs guides plutôt qu'en tant que réelles contraintes physiques. Ces trois paramètres sont reliés entre eux suivant une relation dérivée par [Russell et al., 2014a](#) à l'aide de contraintes observationnelles sur la largeur de la raie H_α et d'une estimation de la taille du disque d'accrétion (voir Section 2.4.2).

Les jets relativistes étant des éjections de matière très collimatées, on s'attend à observer des angles d'ouverture relativement faible, approximativement $\leq 10^\circ$ ([Miller-Jones et al., 2006](#)). Les facteurs de Lorentz moyen des jets relativistes dans les binaires X sont eux moins bien contraints. On suppose, toutefois, qu'ils sont inférieurs aux valeurs typiques observées dans les noyaux actifs de galaxies $\Gamma_{\text{NAGs}} \sim 10$. En utilisant la branche standard de la corrélation radio-X, $L_X \propto L_R^{0.7}$, [Gallo et al., 2003](#) détermina dans un premier temps que $\Gamma_{\text{XRBs}} \leq 2$. Cependant, il fut montré plus tard par [Heinz and Merloni, 2004](#) que cette corrélation n'excluait, finalement, pas les hautes valeurs de Γ_{XRBs} et que les binaires X étaient tout à fait capables de produire des jets relativistes avec des facteurs de Lorentz $\Gamma_{\text{XRBs}} \sim 10$ ([Miller-Jones et al., 2006](#)). Ces derniers furent rejoints plus récemment par [Casella et al., 2010](#) dont l'analyse temporelle de GX 339-4, basée sur l'hypothèse que l'accélération des particules le long du jet est continue et contrebalance parfaitement les pertes énergétiques, donne $\Gamma_{\text{moy}} > 2$. On considère donc $\Gamma_{\text{moy}} \sim 1-10$ dans notre étude¹⁴. L'indice de la distribution en loi de puissance est bien contraint à $p \sim 2-3$, aussi bien par les théories sur les accélérations par chocs ([Krymskii, 1977](#); [Bell, 1978](#)) que par les observations de l'émission optiquement fine de GX 339-4 ([Gandhi et al., 2011](#); [Drappeau et al., 2015](#)). L'énergie des électrons, elle, est supposée varier de $\gamma_{\text{min}}=1$ (électrons au repos) à $\gamma_{\text{max}}=10^6$ (valeur typique pour les binaires X; [Malzac, 2014](#)).

La puissance du jet

La puissance du jet est laissée -presque- complètement libre dans cette étude puisqu'elle peut varier de manière significative entre les différentes dates de l'éruption ([Russell et al.,](#)

14. Le déficit de contraintes fortes pour les facteurs de Lorentz moyen des jets relativistes de binaires X est aussi souligné dans le cas de Cyg X-1 pour laquelle [Gleissner et al., 2004](#) et [Zdziarski et al., 2016](#) ont des conclusions contraires employant, respectivement, les informations temporelles radio et un modèle d'anisotropie du jet.

2014b). Il est cependant possible d'estimer sa valeur moyenne pour les cinq dates de l'étude. Pour ce faire, j'utilise les résultats de [Körding et al., 2006](#).

[Körding et al., 2006](#) propose une expression permettant de calculer le taux d'accrétion de binaires X à trou noir se trouvant dans l'état dur à partir de l'émission radio. Ce procédé se base sur l'hypothèse que contrairement à l'état mou, dominé par l'émission thermique du disque d'accrétion, l'état dur est caractérisé par un disque d'accrétion radiativement inefficace ([Narayan and Yi, 1994](#); [Esin et al., 1997](#)). Par conséquent, la luminosité X habituellement utilisée pour déterminer ce paramètre ne suffit plus, le taux d'accrétion se voyant fortement sous-estimé dans les calculs. En revanche, en faisant l'hypothèse d'un jet recevant une fraction constante de la puissance d'accrétion ($P=q_{\text{jet}}\dot{M}$; [Falcke and Biermann, 1995](#)) et d'un taux d'accrétion ne variant pas de manière brutale pendant les transitions d'état, la luminosité radio peut se révéler être un bon traceur de \dot{M} . Pour un jet de géométrie conique, pour lequel $L_{\text{Rad}} \propto P^{\frac{17}{12}}$ ([Blandford and Königl, 1979](#); [Falcke and Biermann, 1995](#)), il vient :

$$\dot{M} = \dot{M}_0 \left[\frac{L_{\text{Rad}}}{10^{30} \text{ erg.s}^{-1}} \right]^{\frac{12}{17}} \text{ g.s}^{-1} \quad (2.22)$$

avec L_{Rad} , la luminosité radio mesurée à 8.6GHz et en fixant $L_{8.6\text{GHz},0}=10^{30} \text{ erg.s}^{-1}$.

À l'aide de sources dont le taux d'accrétion est bien connu, il est alors possible de déterminer \dot{M}_0 en établissant la corrélation entre le taux d'accrétion et la luminosité radio de trous noirs se trouvant dans l'état dur. [Körding et al., 2006](#) obtenant $\dot{M}_0=4.0 \times 10^{17} \text{ g.s}^{-1}$, l'équation 2.22 se complète alors :

$$\dot{M} \approx 4.0 \times 10^{17} \left[\frac{L_{\text{Rad}}}{10^{30} \text{ erg.s}^{-1}} \right]^{\frac{12}{17}} \text{ g.s}^{-1} \quad (2.23)$$

Utilisant la corrélation radio/X standard, il est finalement possible de traduire cette relation pour les luminosités X mesurées dans l'état dur selon l'expression suivante ([Körding et al., 2006](#); [Drappeau et al., 2015](#)), tel que :

$$P \approx 1.57 \times 10^{37} \left[\frac{L_{X_{2-10\text{keV}}}}{10^{36} \text{ erg.s}^{-1}} \right]^{0.5} \text{ erg.s}^{-1} \quad (2.24)$$

Réécrivant cette expression en unité de luminosité d'Eddington, pour $M=10.3M_{\odot}$, elle s'adapte pour donner :

$$P \approx 43.6 \left[\frac{L_{X_{2-10\text{keV}}}}{L_E} \right]^{0.5} \%L_E \quad (2.25)$$

L'équation 2.25 ne servant ici qu'à titre indicatif puisque le modèle utilise des hypothèses qui ne sont pas nécessairement vraies pour le cas précis de MAXI J1836-194.

Gel des paramètres

Après plusieurs tests préliminaires, la masse du trou noir central fut fixée à $10.3M_{\odot}$ et la distance de la source à 5kpc, entraînant alors un angle d'inclinaison θ de 5.5° (une plus grande variété de valeurs est testée dans la Section 2.4). Le régime optiquement mince des SEDs est correctement ajusté avec une distribution d'indice $p=2.7$, bien qu'une loi de puissance plus pentue de $p=2.9$ soit nécessaire pour les observations du 17 septembre. Les bornes

en énergie de cette distribution sont fixées à $\gamma_{\min}=1$ et $\gamma_{\max}=10^6$. L'angle d'ouverture est gelé à $\phi=1^\circ$ pour rester cohérent avec la limite supérieure de 2° rapportée pour Cyg X-1 par [Stirling et al., 2001](#).

Concernant les éjections, j'ai réutilisé les conclusions établies par [Malzac, 2014](#). Les particules dans le jet sont considérées relativistes (index adiabatique relativiste égal à 4/3) et défini le facteur de remplissage à $f_v=0.7$. Le rayon des couches à la base du jet est fixé à $r_{\text{dyn}}=10R_g$, dimension typique de la région du flot d'accrétion où une large fraction de la puissance d'accrétion est dissipée dans l'état dur ([Plant et al., 2015](#)). La masse des couches reste constante au cours de leur propagation mais leur volume lui est autorisé à augmenter ou diminuer. Les pertes énergétiques dues à l'expansion radiale sont prises en compte tandis que les pertes longitudinales sont négligées. Enfin, je considère une population de particules exclusivement composée d'électrons, que l'on accélère via des chocs supersoniques.

2.3.3 Le scénario minimaliste

Évolution du jet compact

Un scénario respectant mon approche minimaliste et ajustant les données de manière très satisfaisante a pu être trouvé avec le jeu de paramètres présenté ci-dessus. Les cinq spectres multi-longueurs d'ondes ainsi modélisés (et les écarts d'ajustement) sont présentés sur la Figure 2.4. Comme on peut le voir sur cette figure, l'hypothèse selon laquelle les fluctuations du jet sont étroitement liées au spectre de puissance X du flot d'accrétion permet d'obtenir des spectres multi-bandes dont les formes se rapprochent fortement des observations. À l'exception d'une date de l'éruption (17 septembre), les SEDs issues de la simulation *ishem* sont toutes compatibles avec les spectres radio de la source. La divergence se faisant vraiment dans la bande infrarouge proche à partir de laquelle l'influence du disque d'accrétion devient marquée (en particulier les 17 et 26 septembre, période où la source se trouve dans l'état dur intermédiaire). Les légers écarts entre simulations et observations dans la bande radio pourraient être causés par le manque d'information temporelle dans les spectres de puissance X. En effet, la forme du spectre radio des simulations dépend directement des basses fréquences du PSD des fluctuations pour lesquelles je n'ai pas d'observation directe. Au contraire, la composante radio est sensible à mes extrapolations en loi de puissance pour les fréquences inférieures à 1/512Hz. Une autre source d'erreur pourrait potentiellement venir de la forte variabilité radio détectée pendant la période d'étude ([Russell et al., 2015](#)). Aussi, il ne faut pas complètement oublier que la simultanéité des observations multi-longueurs d'onde n'est absolument pas parfaite.

On observe également, quand la source se trouve dans l'état dur, une forte augmentation du flux infrarouge quand le flux radio, lui, chute de manière significative. Ces phénomènes disparates ont pour effet de déplacer le flux synchrotron maximum vers les hautes fréquences. En effet, pour les 3 et 26 septembre, la cassure se situe vers 10^{12} Hz puis se meut aux alentours de 10^{13} Hz quand la source se trouve dans les états les plus durs du bimestre, à savoir les 12 et 27 octobre. Ces résultats sont en accord qualitatif avec [Russell et al., 2013, 2014b](#) notamment dans le cas de l'état dur. Les observations du 17 septembre peuvent être ajustées de deux façons différentes, statistiquement équivalentes (voir Figure 2.5). La première version d'ajustement est obtenue en utilisant toutes les données. Elle passe par tous les points radios mais évite le point situé dans l'infrarouge proche. Par conséquent, sa cassure est située à très basse fréquence, proche de 2×10^{10} Hz. Dans la seconde version, j'ignore deux points radio dans le but de passer par le point infrarouge faisant déplacer la cassure jus-

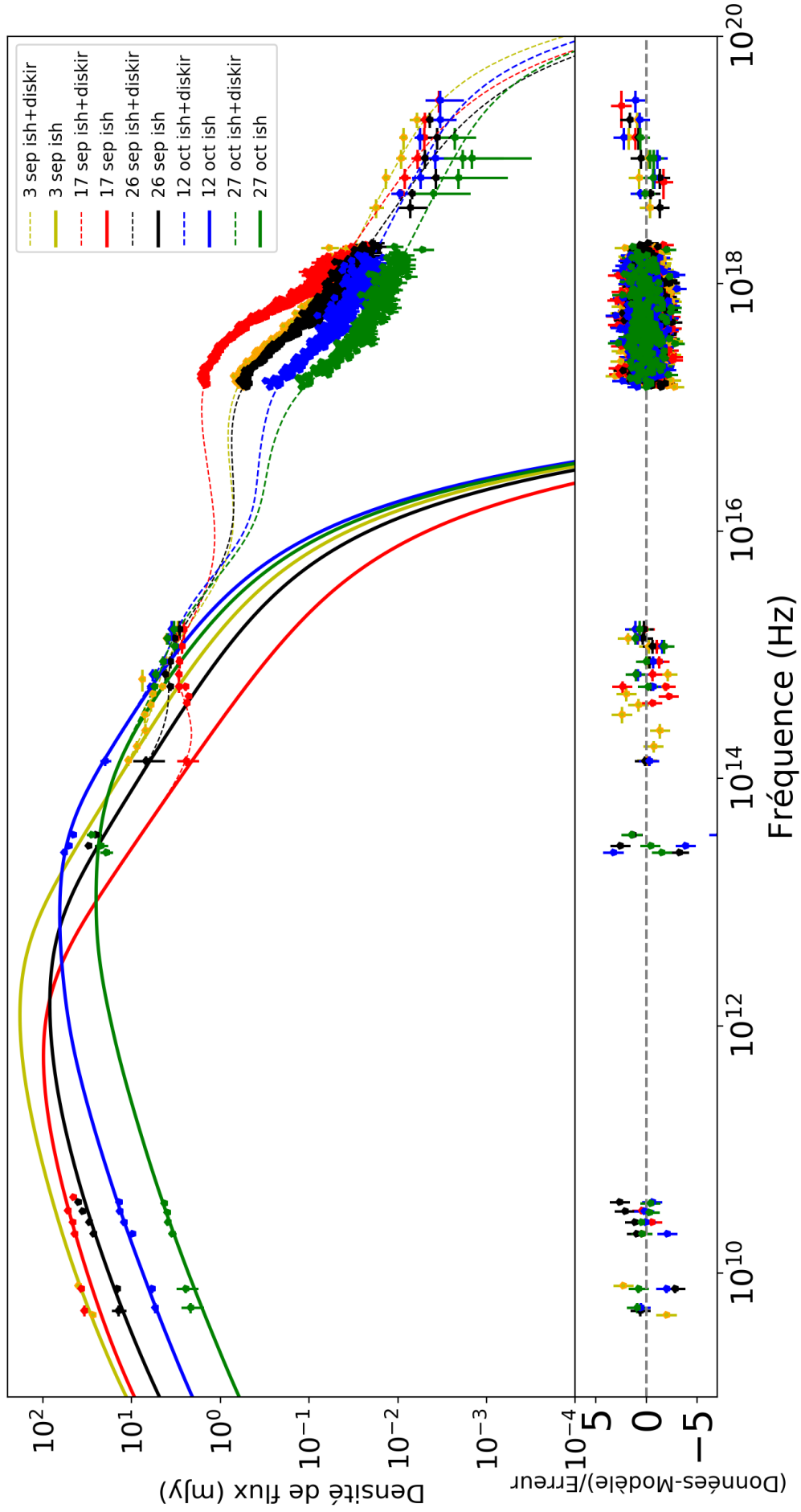


FIGURE 2.4 – (En haut) Les cinq SEDs du jet compact de MAXI 1836-194 ajustant le mieux les données et modélisées à l'aide d'*ishem*. Les courbes pleines représentent les contributions du jet obtenues avec le modèle *ish* seul ainsi que les extrapolations à haute énergie. Les lignes pointillées retracent la combinaison *ish+diskir* utilisée pour déterminer la contribution du disque d'accrétion. (En bas) Résidus d'ajustement obtenus avec XSPEC (*delchi* plots).

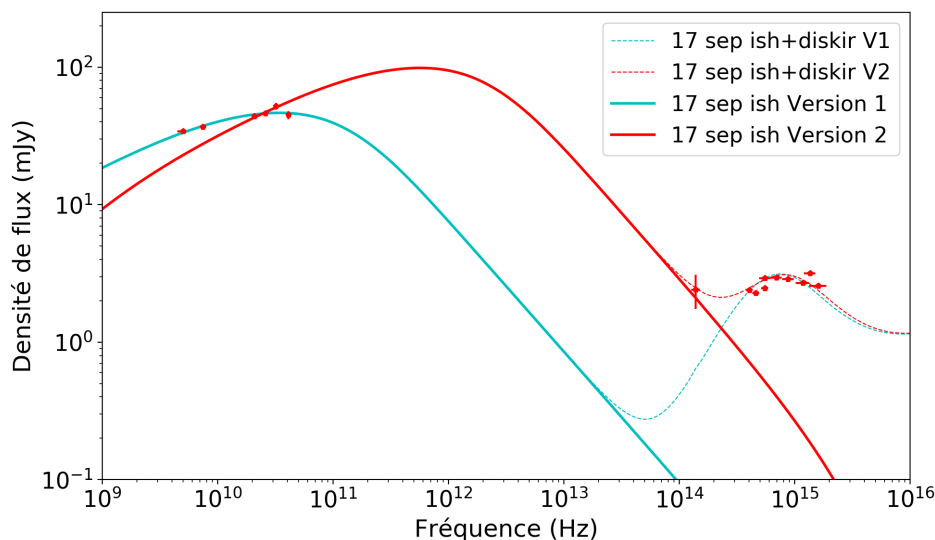


FIGURE 2.5 – Les deux SEDs simulées avec XSPEC pour le 17 septembre. Les lignes pleines sont obtenues avec *ish* et les lignes pointillées avec la combinaison *ish+diskir*.

qu'à approximativement 10^{12} Hz. La première version nécessitant des paramètres physiques bien plus extrêmes afin de placer la fréquence de coupure dans le domaine centimétrique, notamment du côté du facteur de Lorentz (pour lequel $\Gamma_{\text{moy}} > 30$ était requis, voir Figure 2.3), je me suis concentré sur la seconde version.

Évolution de P et Γ_{moy} et statistiques

Les paramètres d'ajustement obtenus avec le modèle *diskir* pour ce scénario minimaliste ainsi que les χ^2 réduits associés sont listés dans le Tableau 2.4. En plus de reproduire convenablement la forme des données, l'ajustement des spectres *ishem* se fait avec des statistiques équivalentes à celle obtenues par Russell et al., 2014b, à savoir avec un χ^2 réduit variant entre 0.82 et 1.27. Toutefois, il faut bien noter que même si ces valeurs sont bonnes, la justesse d'ajustement est ici dominée par les données X (voir partie basse de la Figure 2.4). Les paramètres *diskir* finaux, en dehors de $\log r_{\text{ext}}$, sont également très proches de ceux obtenus par Russell et al., 2014b, en particulier la température de l'anneau interne du disque d'accrétion. Les valeurs de $\log r_{\text{ext}}$ affichent, elles, une divergence vraiment marquée dans les états les plus durs, les 12 et 27 octobre. En fixant la masse du trou noir à $M=10.3M_{\odot}$ et la distance à $D=5\text{kpc}$, XSPEC renvoie des luminosités X entre 2keV et 10keV comprises entre $0.05\%L_E$ et $0.36\%L_E$, résultant en des puissances de jet variant entre 0.96% et 2.62% de la luminosité d'Eddington.

Les cinq jeux de données finaux obtenus avec *ishem* présentent la caractéristique de voir la puissance du jet et le facteur de Lorentz moyen augmenter tout deux avec la luminosité de la source. Cette évolution est également retranscrite dans le Tableau 2.4. Un bémol réside néanmoins dans la valeur des puissances de jet obtenues avec $\gamma_{\text{min}}=1$. En effet, dans trois des cinq cas d'études, la limite supérieure de $\sim 2.62\%L_E$ est nettement surpassée. En conséquence, la valeur de γ_{min} a été réévaluée afin de réduire P . Attention toutefois, car la fixation de l'énergie minimum des électrons à des énergies trop importantes peut causer la disparition de particules rayonnant à des fréquences particulièrement importantes (typiquement dans le cas où les leptons d'énergie minimum émettent à des fréquences supérieures

	3 septembre	17 septembre	26 septembre	12 octobre	27 octobre
Γ_{moy}	10.8	17	7.7	2.2	1.05
P ($\mathbf{L_E}$); $\gamma_{\text{min}}=8$	0.135	0.245	0.042	0.0135	0.003
P ($\mathbf{L_E}$); $\gamma_{\text{min}}=1$	0.324	0.758	0.099	0.03	0.007
État spectral	Dur	Dur-int	Dur-int	Dur	Dur
nH ($\mathbf{x10^{22} cm^2}$)	0.197 ^{+0.017} _{-0.016}	0.286 ^{+0.008} _{-0.008}	0.231 ^{+0.025} _{-0.023}	0.310 ^{+0.016} _{-0.016}	0.394 ^{+0.143} _{-0.052}
kT _{disque} (keV)	0.239 ^{+0.007} _{-0.007}	0.429 ^{+0.006} _{-0.004}	0.232 ^{+0.011} _{-0.012}	0.104 ^{+0.006} _{-0.007}	0.103 ^{+0.026} _{-0.024}
I	1.735 ^{+0.037} _{-0.034}	1.957 ^{+0.062} _{-0.054}	1.961 ^{+0.358} _{-0.312}	1.743 ^{+0.041} _{-0.038}	1.738 ^{+0.081} _{-0.053}
Lc/Ld	2.882 ^{+0.462} _{-0.392}	0.605 ^{+0.059} _{-0.054}	1.818 ^{+0.359} _{-0.312}	9.814 ^{+0.186} _{-0.187}	5.323 ^{+0.133} _{-0.132}
f _{ext} ($\mathbf{x10^3}$)	1.859 ^{+0.706} _{-0.419}	1.834 ^{+0.283} _{-0.238}	4.754 ^{+0.161} _{-0.109}	5.230 ^{+4.804} _{-3.509}	10.451 ^{+2.931} _{-2.616}
log_r _{ext}	4.085 ^{+0.224} _{-0.208}	4.209 ^{+0.101} _{-0.109}	3.938 ^{+0.163} _{-0.156}	3.000 ^{+0.338}	3.332 ^{+0.501} _{-0.332}
K ($\mathbf{x10^3}$)	20.511 ^{+3.778} _{-3.142}	7.326 ^{+0.633} _{-0.574}	19.810 ^{+7.731} _{-4.971}	92.414 ^{+25.959} _{-18.475}	92.037 ^{+129.925} _{-33.629}
$\chi^2/\text{d.d.liberté}$	529.31/444	581.25/490	389.62/478	419.58/331	264.17/275
$L_{X_{2-10\text{keV}}}$ ($\mathbf{L_E}$)	0.0021	0.0036	0.0016	0.001	0.0005
P Eq 2.25 ($\mathbf{L_E}$)	0.0198	0.0262	0.0175	0.0141	0.0096
Γ_{moyF}	10.45	16	7.55	2.15	1.045
P _F	0.047	0.039	0.0212	0.0114	0.0026

TABLEAU 2.4 – Paramètres principaux de la simulation *ishem* et paramètres *diskir* obtenus avec XSPEC pour un trou noir de masse $M=10.3 M_{\odot}$, une distance $D=5\text{kpc}$, un angle d’inclinaison $\theta=5.5^{\circ}$ et un angle d’ouverture $\phi=1^{\circ}$. nH représente l’absorption X en termes de densité de colonne d’hydrogène. La température des électrons, kT_e , est gelée à 100keV, la fraction illuminée du disque, $\mathbf{r_{irr}}$, à 1.2, la thermalisation interne à $\mathbf{f_{int}}$ à 0.1, l’extinction IR/Optique/UV, $E(B-V)$ à 0.53 et la fréquence de coupure exponentielle à haute énergie à 20eV (Russell et al., 2014b). Les luminosités X entre 2 et 10keV ont été calculées avec XSPEC et P Eq 2.25 correspond aux puissances du jet estimées avec l’équation 2.25. Les deux dernières lignes du tableau représentent les puissances de jet et facteur de Lorentz moyens raisonnables physiquement, obtenus via l’étude de l’espace des paramètres de la Section 2.4.

à $\mathbf{v_{break}}$). Après vérification, j’ai conclu que $\mathbf{\gamma_{min}}$ pouvait être augmenté jusqu’à 8 sans affecter la forme des spectres multi-longueurs d’onde. Effectuant cette opération, j’ai vu mes valeurs de puissance de jet divisées par un facteur $\sim 2-3$ pour être finalement majorée par $25\%L_E$ (Tableau 2.4). Au final, j’obtiens des puissances variant entre $0.3\%L_E$ et $24.5\%L_E$ pour des facteurs de Lorentz moyens évoluant entre 1.05 et 17 (les deux maxima étant nécessaires pour ajuster les données du 17 septembre). La valeur maximum de puissance, $P= 24.5\%L_E$, représente encore ≈ 70 fois la luminosité X observée et, par conséquent, indique une puissance d’accrétion injectée dans le jet relativiste ≈ 70 fois plus grande que celle rayonnée par le disque. Un tel résultat implique un flot d’accrétion fortement radiativement inefficace, ce qui, d’un point de vue théorique, est difficile à réaliser à la luminosité X relativement élevée que l’on observe dans cette source (Yuan and Narayan, 2014). De plus, la puissance du jet dans l’état dur (et plus précisément dans l’état dur intermédiaire ici) devrait être libérée sous forme de puissance radiative dans l’état mou où le jet est éteint et le flot d’accrétion ra-

diativement efficace. Concrètement, pour un jet avec $P \approx 70L_X$ dans l'état dur, on devrait voir la luminosité du disque d'accrétion exploser/chuter d'un facteur 70 durant les transitions d'état. De tels sauts de luminosité pendant les transitions n'ont pas été observés.

Il fut impossible de reproduire les données de l'éruption de 2011 avec des puissances de jet et des facteurs de Lorentz plus faibles car cela nécessitait des paramètres fixés très peu réalistes ou la libération d'un autre paramètre, contraire à ma volonté minimaliste. De plus, le test d'un autre couple, puissance de jet-angle d'ouverture, s'est avéré infructueux. L'ajustement des données du mois de septembre étant impossible, à moins d'utiliser des luminosités super-Eddington et/ou des angles $\phi > 60^\circ$.

2.4 Étude de la dégénérescence

J'ai montré que l'émission d'un jet relativiste alimenté par des chocs internes directement produits par la variabilité X du flot d'accrétion permet de reproduire de manière satisfaisante les données multi-longueurs d'onde de MAXI J1836-194. Cependant, de part la très importante dégénérescence, il est impossible de contraindre simultanément tous les paramètres du modèle. Ici, seuls la puissance du jet le facteur de Lorentz moyen des couches de matières sont autorisées à varier entre les cinq dates d'études. Les paramètres restants étant figés à des valeurs physiques raisonnables. Mes résultats requièrent néanmoins des valeurs de P et de Γ_{moy} allant parfois bien au delà des estimations ou contraintes établies dans la littérature.

Dans cette section, je vais explorer plus en détails l'espace des paramètres autorisé par les données multi-bandes de MAXI J1836-194 à l'aide des équations 2.20 et 2.21. Pour ce faire, je vais essayer de changer les valeurs des paramètres figés d'importance, à savoir : l'angle d'ouverture, la masse du trou noir central, la distance et l'angle d'inclinaison (les trois derniers étant liés entre eux). Ces paramètres restant alors gelés avec leur nouvelle valeur pour les cinq dates de l'éruption. L'objectif principal de cet approfondissement étant de trouver des ajustements employant des puissances du jet et facteurs de Lorentz moyens en accord avec les contraintes et estimations de la Section 2.3.2.

2.4.1 Un troisième paramètre variable : ϕ

Je cherche dans un premier temps à étudier comment l'angle d'ouverture et la puissance du jet varient selon la valeur du facteur de Lorentz moyen, en particulier pour les trois dates du mois de septembre. L'intention ici est de réduire l'intervalle de Γ_{moy} obtenu (1.05 à 17) pour que la nouvelle limite supérieure devienne $\Gamma_{\text{moy}} \leq 10$. En partant des paramètres présentés dans le Tableau 2.4 et ne faisant varier que Γ_{moy} de 1.1 à 20 par pas de 0.1, j'obtiens les résultats illustrés par la Figure 2.6.

Dans cette figure, chaque point représente un jeu de paramètres calculé à l'aide des équations 2.20 et 2.21 et ajustant les données avec -quasiment- les mêmes statistiques que l'ensemble de départ. On s'aperçoit directement que l'utilisation d'un facteur de Lorentz moyen plus faible que celui de notre scénario minimaliste mène à une augmentation de l'angle d'ouverture afin de compenser le déplacement de la cassure en fréquence. Ces corrections ne se contrebalançant pas parfaitement, il est par ailleurs inévitable d'apporter une autre compensation en augmentant la puissance du jet afin de maintenir les mêmes flux. En acceptant d'augmenter l'angle d'ouverture jusqu'à la limite supérieure de son intervalle physique raisonnable, à savoir $\phi = 10^\circ$, il est alors possible de réduire l'intervalle de Γ_{moy} jusqu'à

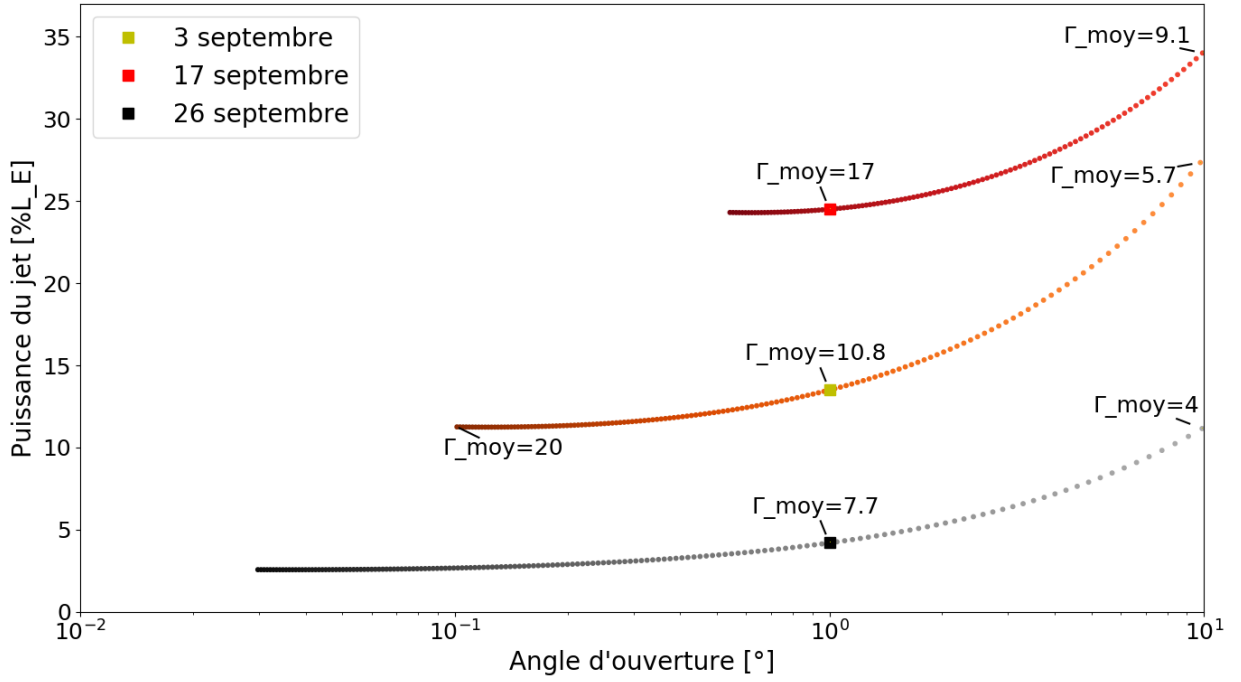


FIGURE 2.6 – Évolution de la puissance du jet et de l’angle d’ouverture en fonction du facteur de Lorentz moyen pour les trois premières dates de l’éruption. Chaque point représente un jeu de paramètres ajustant les données. Les carrés représentent les paramètres du Tableau 2.4.

	Γ_{moy}		ϕ	P (L_E)	
3 septembre	5.7	10.8	9.77°	1°	0.273 0.135
17 septembre	9.1	17	9.91°	1°	0.34 0.245
26 septembre	4	7.7	9.88°	1°	0.112 0.042

TABLEAU 2.5 – Possible réduction des valeurs de Γ_{moy} pour des angles d’ouverture plus larges. Les valeurs en rouge sont les valeurs utilisées dans notre scénario minimaliste.

1.05-9.1 (voir Tableau 2.5). Cependant, mon objectif primordial étant également d’utiliser des puissances de jet approchant les estimations de 0.96-2.62% L_E , l’augmentation de P qui y est associée s’avère être un effet tout à fait indésirable.

2.4.2 Le trio masse, distance, angle d’inclinaison

La libération de l’angle d’ouverture menant à une impasse, je m’intéresse maintenant aux trois derniers paramètres d’importance : la masse du trou noir central, la distance de la source et son angle d’inclinaison. Je cherche maintenant à réduire les valeurs de la puissance du jet utilisées en étudiant comment P et ϕ évoluent lorsque l’on modifie ces trois derniers paramètres de la simulation. Afin de réduire l’espace de recherche, je commence par dériver certaines contraintes observationnelles utiles pour notre étude.

Estimation de l'angle d'inclinaison

L'angle d'inclinaison de MAXI J1836-194 peut être estimé à l'aide de la vitesse orbitale apparente de l'anneau externe du disque. Cette vitesse peut être déterminée à l'aide du profil et de la largeur de la raie H_α , qui tend à se resserrer lorsque l'angle d'inclinaison est faible (Smak, 1981). Partant de l'expression de la vitesse orbitale Keplerienne, $v = \sqrt{GM/R}$, et à l'aide du paramètre $\log_{r_{\text{ext}}}$, on obtient :

$$\sin\theta = v_{\text{ext}} \sqrt{\frac{R_{\text{ext}}}{GM}} = v_{\text{ext}} \sqrt{\frac{10^{\log_{r_{\text{ext}}}} R_{\text{int}}}{GM}} \quad (2.26)$$

avec v_{ext} , la vitesse de rotation apparente de l'anneau externe mesurée le long de la ligne de visée grâce à l'effet d'élargissement Doppler sur la raie H_α , R_{int} , le rayon physique de l'anneau interne et, R_{ext} , le rayon physique de l'anneau externe. En supposant que le disque d'accrétion atteigne la dernière orbite stable dans l'état le plus mou de l'éruption ($R_{\text{int}} = R_{\text{ISCO}}$ comme dans Russell et al., 2014b), avec $R_{\text{ISCO}} = 6\mu GM/c^2$ (μ dépend du spin du trou noir : $\mu=1$ pour un trou noir de Schwarzschild et $\mu=1/6$ pour un trou noir de Kerr en rotation maximale), j'obtiens :

$$\sin\theta = \frac{v_{\text{ext}}}{c} \sqrt{\frac{R_{\text{ext}}}{R_{\text{int}}}} 6\mu = \frac{v_{\text{ext}}}{c} \sqrt{10^{\log_{r_{\text{ext}}}}} 6\mu \quad (2.27)$$

Russell et al., 2014a rapporta que la vitesse Keplerienne de l'anneau du disque d'accrétion qui contribue le plus à l'émission H_α pouvait être utilisée comme une bonne approximation de la vitesse de l'anneau externe. Suivant ce raisonnement, il estima $v_{\text{ext}} = v_{H_\alpha} = 130 \text{ km.s}^{-1}$. Cependant, puisque l'anneau en question ne se situe pas forcément au bord externe du disque d'accrétion, je préfère ici considérer v_{H_α} comme une limite supérieure sur la vitesse, il vient alors $v_{H_\alpha} = 130 \text{ km.s}^{-1} \geq v_{\text{ext}}$. En effectuant un raisonnement similaire, un bémol peut être apporté à l'hypothèse d'un disque d'accrétion s'étendant jusqu'à la dernière orbite stable. En effet, dans notre étude, la date d'observation dans l'état le plus mou (17 septembre, voir Figure 2.1) n'est pas dans l'état mou mais dans l'état dur intermédiaire. Par conséquent, il est bien plus probable que le rayon interne du disque soit plus grand que R_{ISCO} . Dans l'état dur brillant, on estime que le disque d'accrétion est tronqué à $\approx 50-100$ rayons gravitationnels (Gilfanov, 2010). Choissant la valeur maximale de $10R_{\text{ISCO}}$ dans l'état dur intermédiaire, j'écris $R_{\text{int}} = f \times R_{\text{ISCO}}$, avec $1 \leq f \leq 10$. L'équation 2.27 se transforme alors de la façon suivante :

$$\sin\theta = \frac{v_{\text{ext}}}{c} \sqrt{\frac{R_{\text{ext}}}{R_{\text{int}}}} 6f\mu = \frac{v_{\text{ext}}}{c} \sqrt{10^{\log_{r_{\text{ext}}}}} 6f\mu \quad (2.28)$$

Compte tenu de ces précisions, il apparait que je suis alors seulement capable de déterminer une limite supérieure de l'angle d'inclinaison de MAXI J1836-194, dans le cas extrême où $v_{\text{ext}} = 130 \text{ km.s}^{-1}$ et $f\mu = 10$ ($R_{\text{int}} = 10R_{\text{ISCO}}$ pour un trou noir de Schwarzschild). Avec $\log_{r_{\text{ext}}} = 4.209$ le 17 septembre (voir Tableau 2.4), je calcule alors $\theta \leq 25.29^\circ$.

Relations masse-distance

Connaissant l'angle d'inclinaison, il est maintenant possible de déterminer une relation entre la masse du trou noir central et la distance de la source à partir de la mesure du para-

mètre de normalisation *diskir*, K . La définition de ce paramètre est la suivante :

$$K = r_{\text{int}}^2 \left(\frac{10}{D_{\text{kpc}}} \right)^2 \cos\theta \quad (2.29)$$

où r_{int} représente le rayon de l'anneau interne apparent, relié au rayon physique par la relation $R_{\text{int}} \approx 1.19 r_{\text{int}}$ (Shimura and Takahara, 1995; Kubota et al., 1998; Soria, 2007), et, D_{kpc} , la distance exprimée en kiloparsecs. A l'aide de la relation $R_{\text{int}} = f \times R_{\text{ISCO}}$, il vient :

$$\frac{M}{M_{\odot}} = \sqrt{\frac{K}{\cos\theta} \frac{D_{\text{kpc}}}{60} \frac{1.19 c^2}{f \mu GM_{\odot}}} \quad (2.30)$$

Finalemnt, en prenant $K=7326$ (voir Tableau 2.4) et utilisant les cas extrêmes présentés précédemment, j'obtiens la relation masse-distance suivante :

$$0.14 \frac{M}{M_{\odot}} \leq D_{\text{kpc}} \leq 8.33 \frac{M}{M_{\odot}} \quad (2.31)$$

Une autre relation entre la masse et la distance peut être dérivée en utilisant les contraintes observationnelles sur les luminosités requises par la source pour effectuer la transition entre l'état dur et l'état dur intermédiaire (ou dur intermédiaire vers état dur). Dunn et al., 2010 a montré que la transition d'état entre l'état dur et l'état dur intermédiaire dans les binaires X à trou noir se faisait pour des luminosités bolométriques du disque (i.e. contribution du disque + loi de puissance X dure¹⁵) supérieures à $1\%L_E$ (voir la Figure 10, panneau du bas). Suivant cette conclusion, je suppose donc que le point le plus mou de l'éruption de MAXI J1836-194 a une luminosité $L > 1\%L_E$ pour obtenir :

$$\frac{L}{L_E} = \frac{F 4\pi D_{\text{cm}}^2}{1.26 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}}} > 0.01 \quad (2.32)$$

où F est flux mesuré dans la bande 0.1-100keV exprimé en $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (calculé via mes modèles XSPEC) et, D_{cm} , la distance exprimée en cm. Pour $F=8.28 10^{-9} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, j'obtiens alors la relation :

$$D_{\text{kpc}}^2 > 1.27 \frac{M}{M_{\odot}} \quad (2.33)$$

qui est plus contraignant que le terme de gauche de l'équation 2.31.

2.4.3 Cartographie de l'espace des paramètres

Dans le but d'étudier en profondeur l'impact de l'angle d'inclinaison et de la distance sur les valeurs de puissance du jet de mon scénario minimaliste, j'ai élaboré une carte de l'espace des paramètres (voir Figure 2.7) qui représente les valeurs d'ajustement de \mathbf{P} et de ϕ calculées avec les équations 2.20 et 2.21 après modification de \mathbf{D} et θ . L'objectif principal d'une telle tâche étant d'identifier, pour la date des observations nécessitant la plus grande puissance de jet, une zone de l'espace des paramètres pour laquelle \mathbf{P} peut correspondre aux

15. Dans Russell et al., 2014b, seule la contribution corps noir du disque est prise en compte, menant inévitablement à une relation différente.

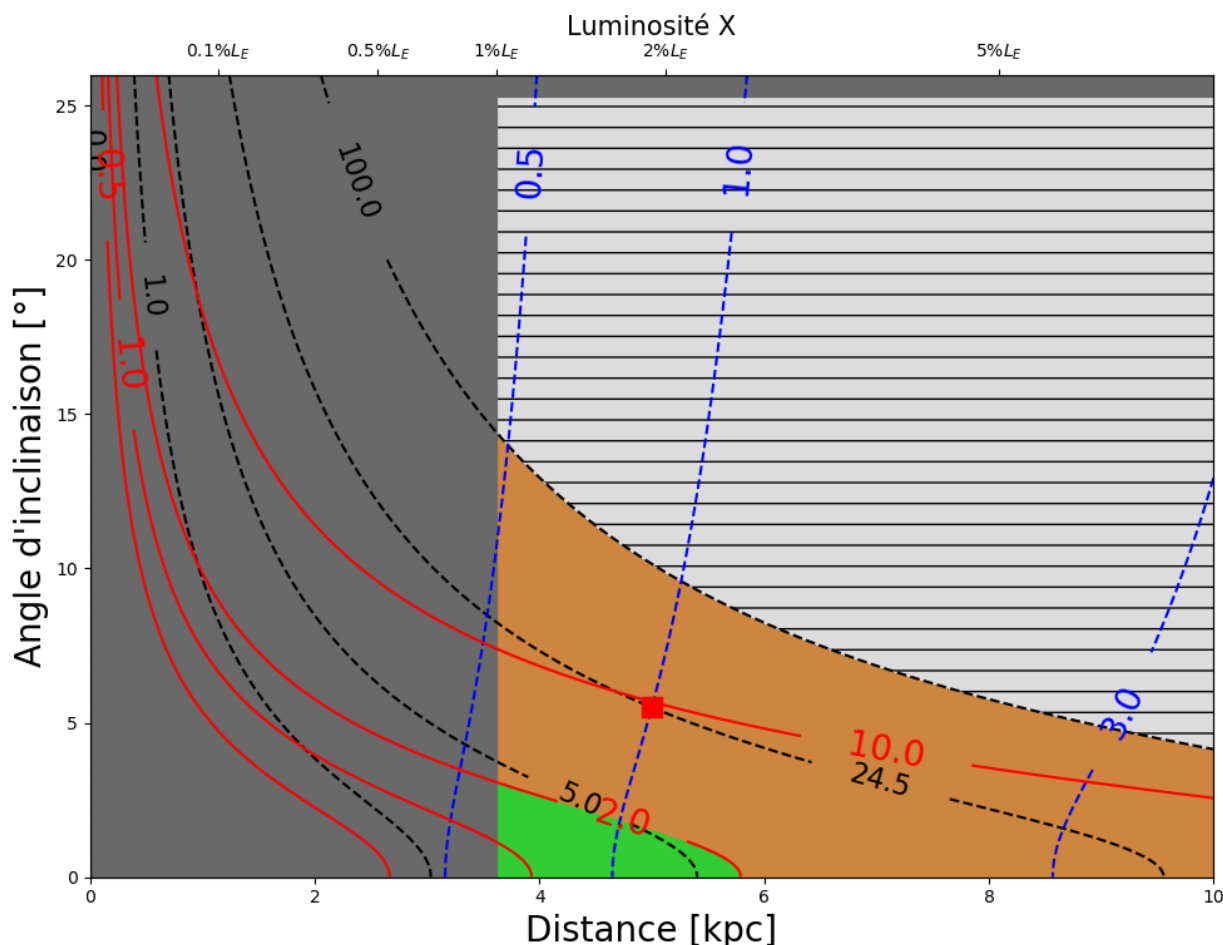


FIGURE 2.7 – Carte de paramètres montrant l'évolution de la puissance du jet relativiste et de l'angle d'ouverture en fonction de la distance et de l'angle d'inclinaison pour un trou noir central de masse $M=10.3M_{\odot}$ pour la date du 17 septembre (état le plus mou de l'éruption). Les contours pointillés noirs représentent les valeurs de puissance de jet en unité d'Eddington, les contours pointillés bleus représentent les valeurs de l'angle d'ouverture en degrés et les contours pleins rouges correspondent au ratio en la puissance simulée P et la puissance estimée via l'équation 2.25. La zone hachurée symbolise le domaine super-Eddington et la zone en gris foncé dépeint les valeurs de distances et d'angle d'inclinaison exclues par les relations masse-distance 2.31 et 2.33. La zone verte correspond aux valeurs de P en accord avec les estimations d'un facteur 2 au maximum, la zone orange représentant toutes les valeurs au delà de ce critère. Enfin le carré rouge montre les paramètres obtenus dans le Tableau 2.4.

estimations de l'équation 2.25. Afin de scanner la plus grande partie possible de l'espace des paramètres, je fais ici varier la distance de 3.62kpc (limite inférieure déterminée en utilisant l'équation 2.33) à 10kpc et l'angle d'inclinaison de 0° à 25.29° pour un trou noir de masse $M=10.3M_{\odot}$. Dans la Figure 2.7, je montre dans un premier temps que les intervalles de distance et d'inclinaison proposés par Russell et al., 2014a,b mènent de manière inexorable à des valeurs de puissance de jet au moins deux fois supérieures aux estimations (zone orange) ou bien même à l'utilisation de puissances super-Eddington (zone hachurée) pour de grands D et θ . Au contraire, les puissances de jets en accord avec les estimations (zone verte) sont obtenues pour de faibles angles d'inclinaison et de faibles distances (en excluant les valeurs

ne respectant pas les contraintes fixées par les équations 2.28, 2.31 et 2.33 symbolisées par les zones gris foncé) pouvant être inférieures aux minima de ces intervalles physiques. Si l'on autorise la puissance du jet à différer au plus d'un facteur 2 des estimations (choix arbitraire), alors un jeu de paramètre raisonnable peut être déterminé pour des distances variant entre 3.6kpc et 5.8kpc et des angles d'inclinaisons inférieurs à 3°. En gardant l'angle d'ouverture à la valeur de notre scénario minimaliste, $\phi=1^\circ$, mais en abaissant la valeur de θ à 1° et la valeur de D à 4.7kpc, j'ai pu reproduire les données sur l'ensemble du bimestre avec des valeurs de P raisonnables (voir les deux dernières lignes du Tableau 2.4). Dans ce jeu de paramètre approfondi, j'obtiens alors des valeurs de puissance du jet s'étalant entre $0.26\%L_E$ et $4.40\%L_E$ pour des facteurs de Lorentz moyen compris entre 1.045 et 16. L'évolution du jet y est toujours simulée par une augmentation de P et Γ_{moy} avec la luminosité X de la source, du moins dans l'état dur, puisque la puissance de jet maximum n'est plus atteinte le 17 septembre mais le 3 septembre.

Dans un modèle simpliste proposé pour expliquer la corrélation $L_X \propto L_R^{\sim 1.8}$ de MAXI J1836-194, Russell et al., 2015 suggéra que la distance de cette source devait être supérieure à 8kpc. Plus précisément, les auteurs ont étudié la possibilité qu'une amplification relativiste variable au cours de l'éruption était responsable de cette étrange corrélation. Selon les résultats présentés dans la Figure 9 de Russell et al., 2015, cette amplification relativiste variable ne peut expliquer cette corrélation d'indice 1.8 que si la source est située à plus de 8kpc sans quoi la luminosité radio à basse luminosité X est trop faible. L'unique explication d'un tel phénomène viendrait d'une désamplification de l'éruption, incompatible avec la faible inclinaison du système. Ma carte de paramètre est en contradiction avec cette conclusion, les distances maximales permettant d'avoir des valeurs de P proches des estimations étant toutes sous le seuil des 8kpc et, de plus, couplées avec dans angles d'inclinaisons inférieurs à 2° . La région de l'espace des paramètres proposée par Russell et al., 2015, $D=8-10\text{kpc}$, est tout de même atteignable si l'on augmente la masse du trou noir central à la valeur de $M=20M_\odot$ (voir Figure 2.8). Ce scénario nécessitant alors des angles d'ouverture plus élevés ainsi que des angles d'inclinaisons encore plus faibles que dans la Figure 2.7. Dans les deux scénarios ici considérés, l'utilisation d'angles d'inclinaisons très proche de 0° font potentiellement de MAXI J1836-194 le premier microblazar observé.

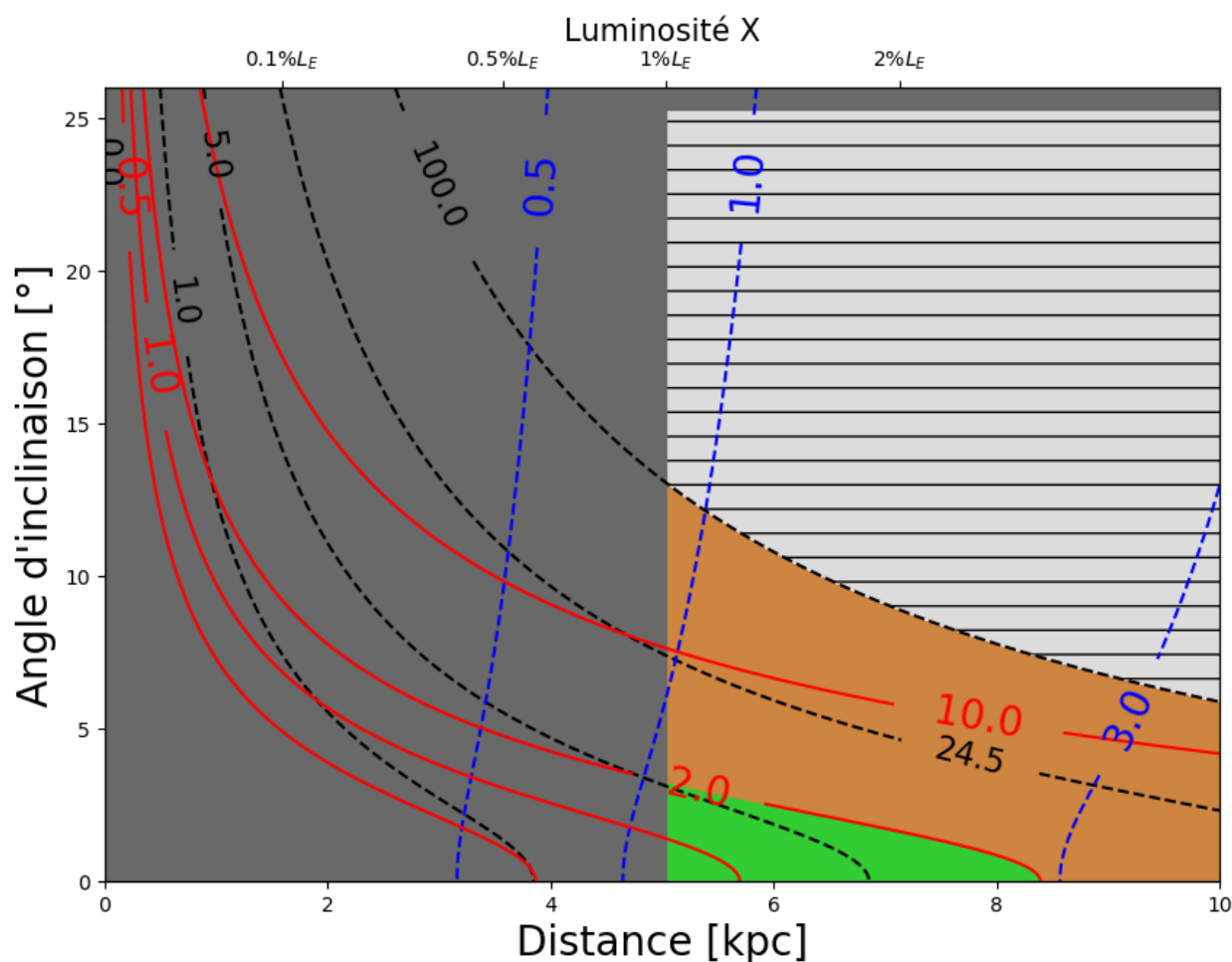


FIGURE 2.8 – Carte de paramètres montrant l'évolution de la puissance du jet relativiste et de l'angle d'ouverture en fonction de la distance et de l'angle d'inclinaison pour un trou noir central de masse $M=20M_{\odot}$ pour la date du 17 septembre (état le plus mou de l'éruption). Les codes couleurs utilisés sont les mêmes que sur la Figure 2.7.

2.5 Conclusions de l'étude

Dans ce chapitre, j'ai présenté une méthode permettant d'ajuster l'émission multi-longueurs d'onde de jets relativistes de microquasars en la simulant à l'aide d'un modèle de chocs internes dirigé par les fluctuations du flot d'accrétion. MAXI J1836-194 représentait l'objet idéal pour réaliser un tel travail compte tenu de son faible angle d'inclinaison apparent, causant la domination du jet dans les spectres jusqu'au domaine optique, et de la richesse des observations multi-bandes effectuées lors de son éruption de 2011. Je liste ci-après tous les résultats obtenus :

- Le modèle de chocs internes *ishem* dans lequel les chocs sont directement contrôlés par les fluctuations du flot d'accrétion peut reproduire les densités spectrales d'énergie du jet MAXI J1836-194 pour cinq dates de son éruption de 2011.
- La forme des SEDs est en adéquation avec les données pour chaque observation.
- Le modèle peut reproduire le déplacement de la cassure synchrotron observé par [Russell et al., 2013, 2014b](#), principalement en faisant évoluer les valeurs du facteur de Lo-

- rentz moyen des couches de matières éjectées. Cette variation avec la dureté X a déjà été observée dans d'autres sources auparavant (par exemple MAXI J1659-152 où la casure se situait à des fréquences encore plus basses quand la source était dans un état plus mou que MAXI J1836-194; [van der Horst et al., 2013](#); [Koljonen et al., 2015](#)).
- Il est impossible de suivre l'évolution du jet en ne variant qu'un seul paramètre de la simulation, au moins deux sont nécessaires.
 - Un scénario minimaliste permet de reproduire les observations du bimestre septembre-octobre en ne variant que la puissance du jet et le facteur de Lorentz moyen, les deux paramètres augmentant avec la luminosité X. Cette évolution corrobore le modèle simpliste de [Russell et al., 2015](#) mis en place pour expliquer la corrélation radio/X d'indice 1.8 de la source (un bémol toutefois, bien que ce modèle puisse fonctionner pour MAXI J1836-194, il ne peut pas pour les autres sources [Russell et al., 2015](#)). La hausse du facteur de Lorentz moyen quand la source transite d'un état dur à un état plus mou est en accord avec les suggestions de [Fender et al., 2004](#).
 - Les valeurs des paramètres de mon scénario minimaliste sont bien plus élevées que les valeurs physiques estimées pour les trois dates de septembre. Je trouve notamment $\Gamma_{\text{moy}}=17$ pour la date d'étude située dans l'état le plus mou (17 septembre). Mes valeurs pour les 12 et 27 octobre, elles, correspondent aux valeurs suggérées par [Russell et al., 2015](#), à savoir $\Gamma_{\text{moy}} \sim 1-2$. Les puissances de jet obtenues présentent des valeurs surpassant largement les estimations. La valeur de **P** maximale, $P=24.5\%L_E$, étant obtenue le 17 septembre également.
 - Compte tenu du nombre important de paramètres dans le modèle *ishem*, il existe cependant une grande dégénérescence.
 - En modifiant les valeurs de l'angle d'ouverture, il est possible de réduire l'intervalle de facteur de Lorentz moyen à 1.05-9.1. En contrepartie, les puissances utilisées augmentent également.
 - En modifiant également la masse du trou noir central, la distance de la source et l'angle d'inclinaison, j'ai pu contraindre une région de l'espace des paramètres employant des valeurs de **P** correspondant aux estimations. Cette zone utilise des distances et des angles d'ouverture faibles ainsi que des angles d'inclinaisons proches de 0° . L'intervalle des valeurs de puissance de jet devient $0.26\%L_E$ et $4.40\%L_E$.
 - Le jet le plus puissant ne correspond plus à la date avec la dureté X la plus faible (elle conserve le facteur de Lorentz maximum). La croissance de **P** avec la luminosité est alors restreinte aux dates dans l'état dur.
 - J'ai montré qu'il est possible, via l'augmentation de la masse du trou noir, de faire correspondre notre zone d'intérêt avec la région de l'espace des paramètres requises pour expliquer $L_X \propto L_R^{\sim 1.8}$.
 - Le modèle final déterminé via l'étude de la dégénérescence nécessitant des angles très faibles, MAXI J1836-194 pourrait être le premier microblazar observé. Cela permettrait alors d'expliquer la singulière domination de son jet compact dans les bandes infrarouge et optique.

Chapitre 3

Limites de l'étude et perspectives

Sommaire

3.1	Le refroidissement des particules	* * * * *	67
3.1.1	Formulation du problème	* * * * *	67
3.1.2	Solution formelle	* * * * *	68
3.1.3	Injection stationnaire en loi de puissance	* * * * *	70
3.1.4	Fréquence de coupure	* * * * *	73
3.1.5	Influence sur les résultats d' <i>ishem</i>	* * * * *	74
3.2	L'incidence de l'angle d'inclinaison	* * * * *	75
3.2.1	Émission d'un cylindre homogène en mouvement	* * * * *	76
3.2.2	Comparaison entre ancienne et nouvelle version	* * * * *	78

Résumé :

La troisième et dernière section de ce manuscrit s'axe sur le futur du modèle et sur son perfectionnement. Il présente deux aspects de la simulation non ou mal pris en compte dans la version actuelle. Une première section se penche sur les effets du refroidissement des électrons au cours de leur trajet au sein du jet. Son action pourrait se révéler importante aussi bien dans le régime optiquement épais via le refroidissement adiabatique que dans le régime optiquement mince par le biais du refroidissement radiatif. Une seconde section présente une version améliorée du modèle qui remplace les hypothèses simplificatrices émises préalablement par une prise en compte plus rigoureuse de l'influence de l'angle d'inclinaison dans les équations de transfert radiatif. Une comparaison entre les deux versions d'*ishem* y est présentée. Les effets du refroidissement radiatif et d'inclinaison sur les résultats obtenus au Chapitre 2 sont également discutés.

La confrontation du modèle *ishem* aux données multi-longueurs d'onde de MAXI J1836-194 permet de tester avec succès l'hypothèse fondatrice selon laquelle le flot d'accrétion est étroitement lié, de part ses propriétés temporelles, aux processus physiques d'éjection. De cette étude résulte la reproduction physique précise de cinq spectres multi-bandes permettant un suivi de l'émission d'un jet relativiste au cours d'une phase éruptive. Cependant, le modèle dans sa version actuelle présente encore des limites dans sa tentative de se rapprocher au plus près de la réalité physique en action dans ces lieux d'éjections. En effet, certaines hypothèses simplificatrices, extrapolations ou bien même certains manques viennent apporter un bémol aux conclusions tirées à la fin du Chapitre 2. L'émission synchrotron comme seul processus radiatif implémenté pouvant être cité comme l'une de ces faiblesses. Ce troisième et dernier chapitre s'intéresse aux axes d'améliorations à explorer en vue de perfectionner *ishem* et se penche, en particulier, sur deux aspects parmi les plus importants : la prise en compte du refroidissement radiatif et de l'influence de l'angle d'inclinaison.

3.1 Le refroidissement des particules

Le modèle de chocs internes *ishem* ne prend pas en compte le refroidissement radiatif des particules au cours de leur propagation dans le jet. Ce refroidissement, difficile à étudier de manière précise, pourrait avoir un impact non négligeable sur les densités spectrales d'énergie obtenues, en particulier à haute énergie. Nous proposons ici une approche semi-analytique afin d'appréhender ce problème et d'envisager son impact potentiel sur nos résultats.

3.1.1 Formulation du problème

On suppose une distribution de particules décrite par la fonction $N(\mathbf{t}, \boldsymbol{\gamma})$ de temps \mathbf{t} et d'énergie $\boldsymbol{\gamma}$. Cette distribution n'est pas spatiale mais s'établit dans l'espace des énergies, le nombre total de particules, N_{TOT} , se retrouve alors en intégrant sur $\boldsymbol{\gamma}$ tel que :

$$N_{\text{TOT}} = \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} N d\boldsymbol{\gamma} \quad (3.1)$$

Durant l'expansion du gaz dans le jet (suivant un axe z), la distribution de particules est amenée à évoluer sous l'influence de l'accélération des particules et de leur refroidissement. Le comportement énergétique des particules relativistes est alors régi par l'équation cinétique suivante¹ :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial \dot{\boldsymbol{\gamma}} N}{\partial \boldsymbol{\gamma}} + S(\mathbf{t}, \boldsymbol{\gamma}) \quad (3.2)$$

où $S(\mathbf{t}, \boldsymbol{\gamma})$ désigne le terme de source, associé à l'injection de particules relativistes par les chocs, et $\frac{\partial \dot{\boldsymbol{\gamma}} N}{\partial \boldsymbol{\gamma}}$ le terme de refroidissement avec, $\dot{\boldsymbol{\gamma}}(\boldsymbol{\gamma})$, le taux de refroidissement. Ce dernier regroupe deux types de refroidissement : le refroidissement adiabatique causé par la propagation du jet dans le milieu interstellaire et le refroidissement radiatif observé suite à l'émission de photons synchrotron. Dans la limite des particules relativistes, il s'exprime de

1. On néglige ici l'échappement de particules, les collisions Coulomb ainsi que le phénomène de "chaudière" synchrotron.

la façon suivante :

$$\dot{\gamma} = \frac{\gamma}{\tau_a} + \frac{\gamma^2}{\tau_s} \quad (3.3)$$

avec, τ_a , le temps de refroidissement adiabatique et, τ_s , le temps de refroidissement synchrotron. Ces deux quantités, dépendantes du temps dans le cas général, sont définies suivant les relations suivantes (Rybicki and Lightman, 1979) :

$$\tau_a = -\frac{\gamma}{-(\gamma (\frac{4}{3} - 1) \frac{d \ln \tilde{V}}{dt})} = \frac{3 z}{2 \Gamma_{\text{moy}} \beta_{\text{moy}} c} \quad (3.4)$$

$$\tau_s = \frac{3 m_e c^2}{4 \sigma_T U_B c} = \frac{6 \pi m_e c}{\sigma_T B^2} \quad (3.5)$$

avec \tilde{V} , le volume comobile d'une couche dans le jet, z , la position de la couche, $\beta_{\text{moy}} = \sqrt{1 - \frac{1}{\Gamma_{\text{moy}}^2}}$, σ_T , la section efficace de Thomson, et U_B , la densité d'énergie magnétique.

3.1.2 Solution formelle

Pour résoudre simplement l'équation 3.2, il est utile de se poser au préalable le problème suivant : **une particule est trouvée à un instant t avec une énergie γ . Quelle était son énergie γ_i au temps $t_i < t$?**

Répondre à cette question nécessite de résoudre l'équation de refroidissement pur :

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\dot{\gamma} = -\left(\frac{\gamma}{\tau_a} + \frac{\gamma^2}{\tau_s}\right) \quad (3.6)$$

À l'aide du changement de variable trivial, $y = \frac{1}{\gamma}$, cette équation se réécrit :

$$\frac{dy}{dt} - \frac{y}{\tau_a} = \frac{1}{\tau_s} \quad (3.7)$$

et a pour solution :

$$y = K(t) \exp\left(\int_0^t \tau_a(t'')^{-1} dt''\right) \quad (3.8)$$

avec :

$$K(t) = K_0 + \int_0^t \frac{\exp\left(-\int_0^{t'} \tau_a(t'')^{-1} dt''\right)}{\tau_s(t')} dt' \quad (3.9)$$

En posant :

$$g(t) = \exp\left(-\int_0^t \tau_a(t')^{-1} dt'\right) \quad (3.10)$$

ainsi que :

$$f(t) = \int_0^t \frac{g(t')}{\tau_s(t')} dt' \quad (3.11)$$

on obtient, en définissant K_0 de telle sorte que l'énergie soit γ_i à t_i , la relation suivante :

$$g(t)\gamma^{-1} - g(t_i)\gamma_i^{-1} = f(t) - f(t_i) \quad (3.12)$$

À partir de l'équation 3.12, il est alors possible d'isoler et d'exprimer l'énergie γ_i en fonction de t , t_i et γ :

$$\gamma_i(t, t_i, \gamma) = \frac{g(t_i)}{\frac{g(t)}{\gamma} + f(t_i) - f(t)} \quad (3.13)$$

De cette expression, nous tirons les deux relations suivantes :

$$\frac{\partial \gamma_i}{\partial \gamma} = \left(\frac{\gamma_i}{\gamma} \right)^2 \frac{g(t)}{g(t_i)} \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \gamma_i}{\partial t} = \frac{\partial \gamma_i}{\partial \gamma} \dot{\gamma} \quad (3.15)$$

On introduit maintenant t_∞ , le temps précis pour lequel l'énergie de la particule est infinie. Par définition, $t-t_\infty$, représente alors le temps requis par une particule pour refroidir d'une énergie infinie jusqu'à l'énergie γ . Compte tenu de la dépendance en énergie du refroidissement par rayonnement, ce temps est normalement fini. Il est déterminé à partir de l'équation 3.12 tel que :

$$f(t_\infty) = f(t) - \frac{g(t)}{\gamma} \quad (3.16)$$

Si $t_\infty < 0$, alors seules les particules d'énergie inférieure à $\gamma_{i0} = \gamma_i(t, t_i=0, \gamma)$ ont eu le temps de se refroidir jusqu'à atteindre γ au temps t . On définit alors une énergie critique γ_c de sorte que $t_\infty < 0$ équivaut à $\gamma < \gamma_c$, avec :

$$\gamma_c(t) = \frac{g(t)}{f(t)} \quad (3.17)$$

Il vient donc facilement :

$$\gamma_{i0}^{-1} = g(t)(\gamma^{-1} - \gamma_c^{-1}) \quad (3.18)$$

On suppose que le nombre de particules à (t, γ) est égal au nombre total de particules injectées à tout (t_i, γ_i) . Dans le cas où $t_\infty > 0$ ($\gamma > \gamma_c(t)$), toutes les particules à $t=0$ ont pu se refroidir pour atteindre des énergies inférieures à γ à t . Prenant en compte les particules injectées et le terme d'évolution en énergie, le nombre de particules s'écrit :

$$N(t, \gamma) = \int_{t_\infty}^t S[\gamma_i(t, t_i, \gamma), t_i] \frac{\partial \gamma_i}{\partial \gamma} dt_i \quad (3.19)$$

Dans le cas où $t_\infty < 0$ ($\gamma < \gamma_c(t)$), les particules d'énergie γ_{i0} à $t=0$ contribuent elles aussi au flux du jet. On obtient alors :

$$N(t, \gamma) = N[0, \gamma_{i0}] \frac{\partial \gamma_i}{\partial \gamma} + \int_0^t S[\gamma_i(t, t_i, \gamma), t_i] \frac{\partial \gamma_i}{\partial \gamma} dt_i \quad (3.20)$$

3.1.3 Injection stationnaire en loi de puissance

On fait l'hypothèse simpliste d'un terme de source constant au cours du temps prenant la forme d'une loi de puissance s'étendant de $\gamma=1$ à des énergies infinies avec un indice p , tel que, $S=S_0\gamma^{-p}$.

Premier cas : Pas de refroidissement adiabatique

On considère une population de particules ne pouvant se refroidir que par rayonnement synchrotron uniquement. À $t=0$, le nombre de particules est nul, τ_a est infiniment grand et, par soucis de simplicité, τ_s est supposé de valeur constante. Cette hypothèse élémentaire de temps de refroidissement constant s'éloigne significativement de la réalité physique connue au sein du jet pendant la propagation. Cependant, elle permet d'étudier de manière analytique les conséquences fondamentales du refroidissement radiatif sur le spectre multi-longueurs d'onde du jet. De ce postulat découlent les résultats suivant :

$$g(t) = 1 \quad (3.21)$$

$$f(t) = \frac{t}{\tau_s} \quad (3.22)$$

$$\frac{1}{\gamma_i} = \frac{1}{\gamma} - \frac{t-t_i}{\tau_s} \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial \gamma_i}{\partial \gamma} = \left(\frac{\gamma_i}{\gamma} \right)^2 \quad (3.24)$$

$$t_\infty = t - \frac{\tau_s}{\gamma} \quad (3.25)$$

Pour $t_\infty > 0$ ($\gamma > \gamma_c(t) = \frac{\tau_s}{t}$), on obtient donc :

$$N(t, \gamma) = \frac{S_0 \tau_s}{p-1} \gamma^{-(p+1)} \quad (3.26)$$

tandis que la condition $t_\infty < 0$ ($\gamma < \gamma_c(t) = \frac{\tau_s}{t}$) nous donne :

$$N(t, \gamma) = \frac{S_0 \tau_s}{p-1} \gamma^{-(p+1)} \left[1 - \left(1 - \frac{\gamma t}{\tau_s} \right)^{p-1} \right] \quad (3.27)$$

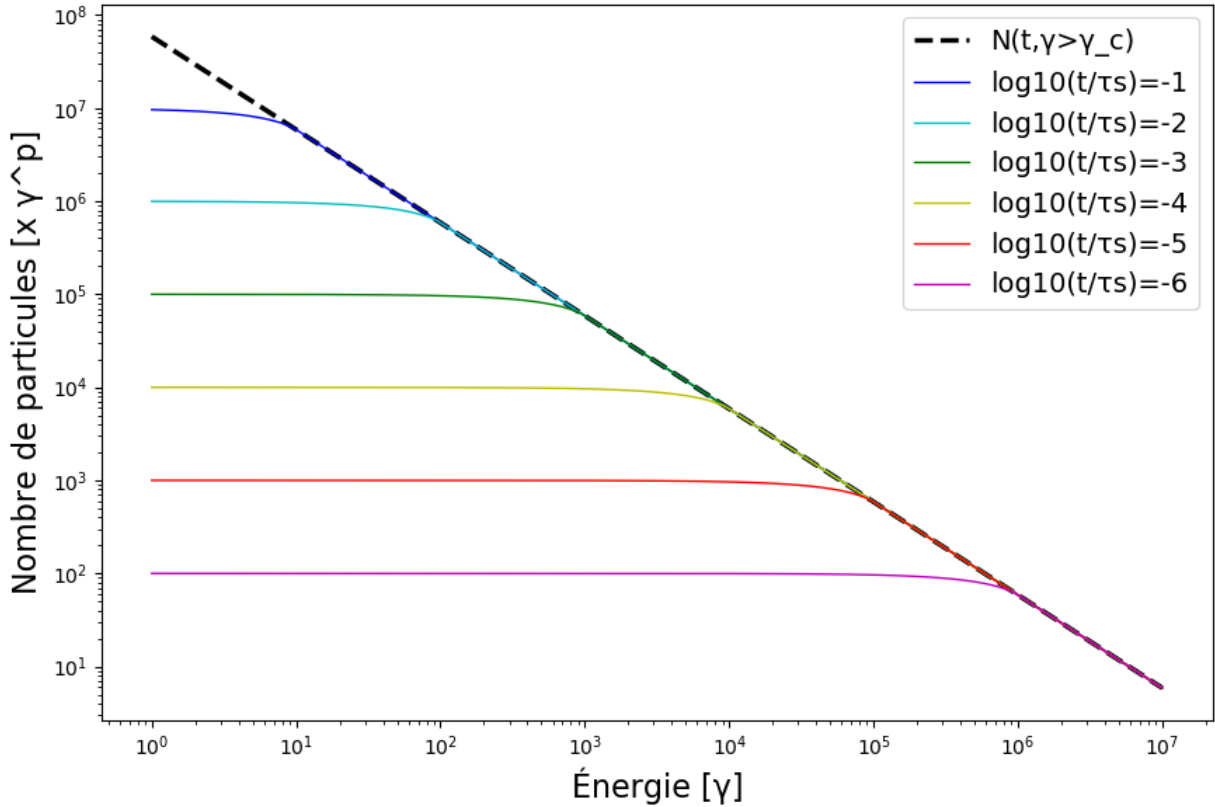


FIGURE 3.1 – Évolution de la population de particules au cours du temps pour une injection stationnaire en loi de puissance et un refroidissement par rayonnement synchrotron pur. On utilise $S=1000*\gamma^{-2.7}$ et $\tau_s=10^5$ s. Les courbes présentées sont multipliées par γ^p par souci de clarté.

Le système considéré étant vide à $t=0$, le terme en \mathbf{N} de l'équation cinétique 3.2 est négligeable à t petit. On observe alors, pour les premiers instants de la propagation, la formation d'une distribution non-thermique de particules en forme de loi de puissance de même indice que le terme de source. À mesure que le temps s'écoule, leur nombre croît de manière significative et les premiers effets du refroidissement synchrotron, perceptibles pour une particule d'énergie γ au bout de $t=\tau_s/\gamma$, sont visibles, en particulier à haute énergie (voir Figure 3.1). Un break de refroidissement apparaît alors de plus en plus clairement dans la loi de puissance, marquant la césure entre les particules énergétiques ayant atteint un état stationnaire (en $-(p+1)$) grâce à l'injection de particules et les particules de basses énergies n'ayant pas eu le temps de se refroidir et continuant d'évoluer selon le terme de source. Le temps avançant, de plus en plus de particules ont le temps de se refroidir ce qui cause le déplacement du break vers les basses énergies. Une fois toutes les particules refroidies, la distribution des particules suit le comportement donné par l'équation 3.26. Au cours de la propagation, la position du break se retrouve à l'intersection des deux expressions asymptotiques obtenues respectivement pour le régime de faible γ (développement limité au premier ordre de l'équation 3.27) et de haut γ (équation 3.26), via l'expression :

$$\gamma_b(t) = \frac{\tau_s}{(p-1)t} \quad (3.28)$$

Second cas : Refroidissement adiabatique et synchrotron

On prend maintenant en compte le terme de refroidissement adiabatique tel que τ_a reste constant au cours de l'éjection. Cet ajout transforme les équations 3.21 à 3.25 comme suit :

$$g(t) = \exp\left(\frac{-t}{\tau_a}\right) \quad (3.29)$$

$$f(t) = \frac{\tau_a}{\tau_s} \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_a}\right)\right) \quad (3.30)$$

$$\frac{1}{\gamma_i} = \exp\left(\frac{t_i - t}{\tau_a}\right) \left(\frac{1}{\gamma} + \frac{\tau_a}{\tau_s}\right) - \frac{\tau_a}{\tau_s} \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial \gamma_i}{\partial \gamma} = \left(\frac{\gamma_i}{\gamma}\right)^2 \exp\left(\frac{t_i - t}{\tau_a}\right) \quad (3.32)$$

$$t_\infty = t - t_0 \quad (3.33)$$

avec :

$$t_0 = \tau_a \ln\left(1 + \frac{\tau_s}{\gamma \tau_a}\right) \quad (3.34)$$

Dans le cas où $t_\infty > 0$ ($\gamma > \gamma_c(t) = \frac{\tau_s}{\tau_a} (\exp(t/\tau_a) - 1)^{-1}$; ou encore $t > t_0$), la résolution de l'équation cinétique nous renvoie :

$$N(t, \gamma) = \frac{S_0 \tau_a}{p-1} \frac{\gamma^{-p}}{1 + \frac{\tau_a \gamma}{\tau_s}} \quad (3.35)$$

Pour $t_\infty < 0$ ($\gamma < \gamma_c(t) = \frac{\tau_s}{\tau_a} (\exp(t/\tau_a) - 1)^{-1}$; $t < t_0$), on obtient :

$$N(t, \gamma) = \frac{S_0 \tau_a}{p-1} \frac{\gamma^{-p}}{1 + \frac{\tau_a \gamma}{\tau_s}} \left[1 - \left(\frac{\gamma \tau_a}{\tau_s} \left(\exp\left(\frac{t_0 - t}{\tau_a}\right) - 1\right)\right)^{p-1}\right] \quad (3.36)$$

Selon les valeurs choisies pour τ_a et τ_s , différents comportements sont observés.

1. $\tau_a \geq \tau_s$: Pour un refroidissement synchrotron au moins aussi efficace que le refroidissement adiabatique, l'évolution de la population de particules suit le même schéma que le cas du refroidissement synchrotron pur. En effet, ce dernier domine le refroidissement adiabatique qui n'a pas le temps de se mettre en place. En pratique, on observe le même break se déplaçant vers les basses énergies que pour le cas précédemment discuté, ainsi que le même état stationnaire en $-(p+1)$.

2. $\tau_a < \tau_s$: Le comportement de la population change significativement quand le refroidissement adiabatique devient plus efficace que le refroidissement par rayonnement (voir Figure 3.2). Au début de la propagation, il suit le même scénario que le cas de refroidissement par synchrotron pur, c.-à-d. les particules suivent une distribution dictée

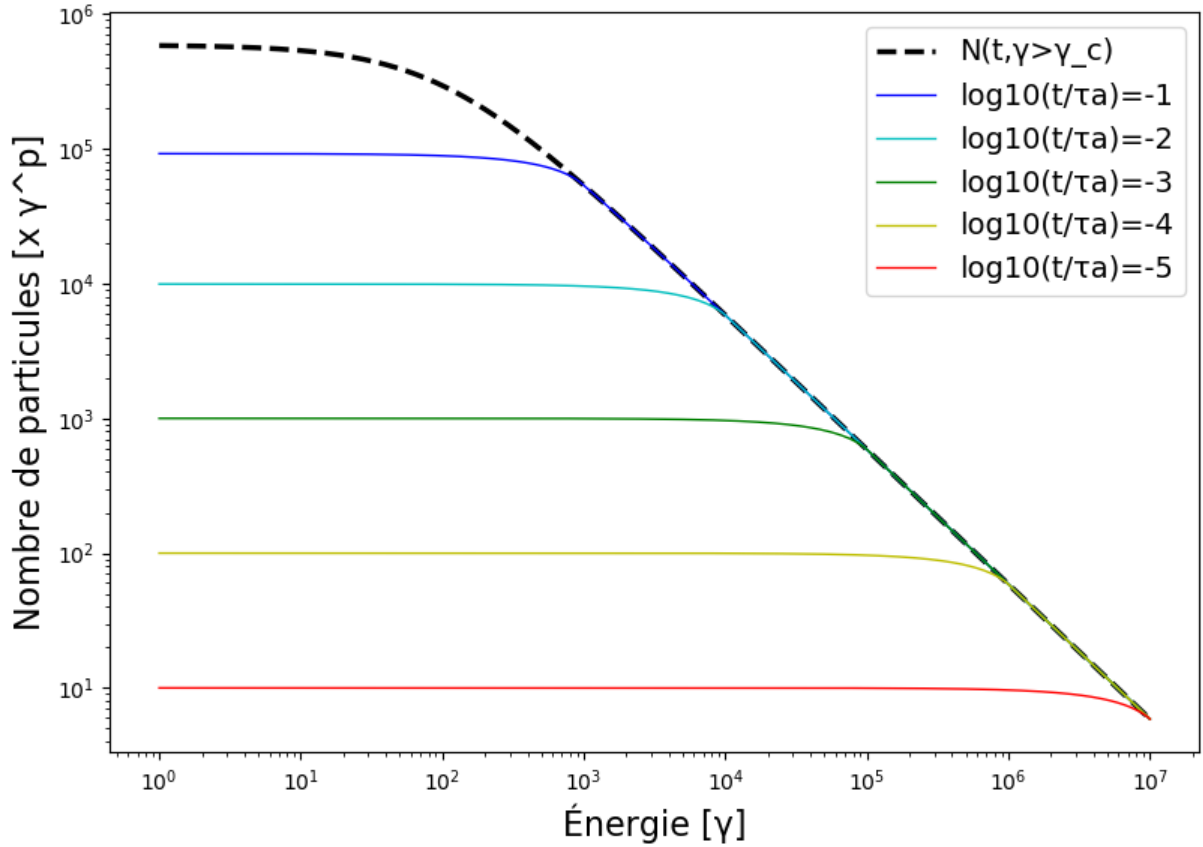


FIGURE 3.2 – Évolution de la population de particules au cours de la propagation dans le jet pour une injection stationnaire en loi de puissance et pour laquelle le refroidissement adiabatique domine le refroidissement synchrotron. On utilise $S=1000 \cdot \gamma^{-2.7}$, $\tau_s=10^5$ s et $\tau_a=10^3$ s. Les courbes présentées sont multipliées par γ^p par souci de clarté.

par le terme de source et seules les particules très énergétiques ont le temps de se refroidir. Très rapidement, le refroidissement adiabatique prend le dessus et devient très efficace à faibles γ causant l'apparition d'un break **stationnaire** distinguant les deux régimes en action : avant ce break la population est dominée par la perte d'énergie adiabatique et au delà la population est dominée par les pertes synchrotron. Le régime final n'a plus l'allure d'une distribution en loi de puissance classique mais bien d'une loi de puissance brisée. La position du break se retrouve en utilisant la même méthode que pour l'équation 3.28 et on obtient dans ce cas :

$$\gamma_b(t) = \frac{\tau_s}{(p-1)\tau_a} \quad (3.37)$$

3.1.4 Fréquence de coupure

Il est possible d'estimer la position de la fréquence de coupure à haute énergie dans nos simulations à l'aide de τ_a et τ_s . Pour ce faire, je détermine dans un premier temps, à l'aide des profils de champ magnétique calculés par *ishem*, la valeur maximum du champ magnétique B_{\max} pour les cinq dates de la phase éruptive. Cette valeur, correspondant approximativement à la région du jet où le refroidissement est le plus rapide (et donc a priori où ses

	3 septembre	17 septembre	26 septembre	12 octobre	27 octobre
τ_a (s)	1.32	1.67	0.71	0.38	0.43
τ_s (s)	1.15×10^5	9.20×10^5	3.09×10^5	91.97	1.60
v_c (eV)	3.76×10^3	52.99×10^3	56.76×10^3	1.02	1.86×10^{-3}

TABEAU 3.1 – Valeurs de τ_a et τ_s et v_c estimées à l'aide des profils de champ magnétique des cinq dates de l'éruption.

effets seront le plus fort), est alors associée à z_{\max} , la position dans le jet où elle est atteinte. Ainsi, une fois les temps caractéristiques de refroidissement synchrotron et adiabatique calculés, j'utilise l'équation 3.37 afin d'estimer la position du break dans les cinq distributions d'électrons de l'étude. Utilisant l'expression de la fréquence caractéristique d'émission d'un électron d'énergie γ_b , v_c :

$$v_c = \frac{3 \text{ eB}}{4\pi m_e c} \gamma_b^2 \quad (3.38)$$

j'obtiens une coupure exponentielle située entre 0.002eV (4.8×10^{11} Hz), le 27 octobre, et 57keV (1.4×10^{19} Hz), le 26 septembre. Le Tableau 3.1 liste les valeurs de τ_a et τ_s et v_c obtenues. Ces valeurs ne sont pas du tout en accord avec notre hypothèse d'une coupure exponentielle fixée à 20eV, cependant elles ne changent pas les conclusions obtenues dans nos ajustements car, d'une part, les fréquences de coupure de refroidissement sont bien au-dessus de la fréquence de cassure synchrotron et d'autre part, elles ne permettent pas au jet de contribuer de manière significative dans le domaine X (voir Figure 2.4). En revanche, la coupure estimée pour la date du 27 octobre étant située à très basse fréquence, 10^{11} Hz (soit à plus basse fréquence que l'infrarouge), elle devient susceptible d'affecter le domaine optiquement épais du spectre. On trouverait alors vraisemblablement, pour cette date, des paramètres de simulations assez différents. La prise en compte rigoureuse des effets de refroidissement apparaît donc indispensable dans cet exemple. Notons néanmoins que de telles estimations sont basées sur un modèle stationnaire alors que τ_a et τ_s varient au cours du temps (et donc en fonction de z) dans le modèle des chocs internes.

3.1.5 Influence sur les résultats d'*ishem*

Les deux cas discutés précédemment nous signalent l'importance du refroidissement des particules au cours de l'éjection et nous forcent à constater que l'hypothèse d'une distribution en loi de puissance constante au cours de la propagation se révèle, dans certains cas, peu adaptée au problème. Le refroidissement synchrotron agit fortement sur les particules les plus énergétiques de la distribution. Ses effets sur les SEDs calculées par *ishem* peuvent par conséquent se révéler très importants, en particulier dans les zones proches de la base du jet. Cette influence impacte essentiellement le régime optiquement mince du spectre multi-longueurs d'onde et épargne le régime optiquement épais (Malzac, 2014), hormis dans le cas du 27 septembre où la partie absorbée du spectre serait également impactée. Dans la pratique, le refroidissement synchrotron crée une coupure dans la SED à haute énergie à partir de laquelle le flux du jet chute drastiquement. Ce break est pris en compte dans nos résultats du Chapitre 2 (voir Tableau 2.4) mais est cependant fixé artificiellement à 20eV (selon Russell et al., 2014b) afin de s'assurer de la non-contribution du jet dans le domaine X, négligeant alors totalement son évolution au cours de l'éruption. Nous avons vu dans la

section précédente que, bien que cela ne change pas nos conclusions issues du Chapitre 2, cette valeur semble assez éloignée de la réalité, en particulier pour la date du 27 octobre. Par conséquent, l'implémentation de ce phénomène dans *ishem* améliorerait la précision de nos calculs et permettrait d'ajuster la contribution du jet à haute énergie de manière bien plus fidèle. Ainsi, il serait possible d'estimer la contribution réelle du jet dans la variabilité X utilisée pour éjecter les couches de matière dans notre modèle.

La prise en compte du refroidissement adiabatique est un des points clés qui séparent le modèle de Blandford et Königl (Section 1.3.1) de notre modèle. Seulement, sa considération n'est pas non plus complète dans *ishem*. En effet, dans la version actuelle du modèle, sa prise en compte n'intervient que par des modifications de la normalisation de la distribution des particules (voir Section 2.2.3). Bien que plutôt pertinente, en démontre la Figure 3.2 où l'on voit que le refroidissement adiabatique ne modifie pas la pente de la distribution, cette approximation ne suffit pas en l'absence de réinjection de particules dans les simulations. La conséquence directe de cette non-réinjection est la diminution des valeurs d'énergies minimum et maximum de la distribution, considérée comme constantes dans notre étude. Cette modification de Υ_{\min} et Υ_{\max} pourrait avoir un impact sur la densité spectrale d'énergie finale. Il est alors impératif d'étudier précisément les effets potentiels d'un tel refroidissement sur nos résultats. L'implémentation dans le modèle *ishem* du refroidissement adiabatique et du refroidissement radiatif est en cours.

3.2 L'incidence de l'angle d'inclinaison

Outre le refroidissement, la version du modèle *ishem* utilisée dans l'étude du Chapitre 2 adoptait également des hypothèses simplificatrices facilitant grandement le calcul des SEDs. En effet, le modèle ne prenait en compte que l'anisotropie due aux effets Doppler relativistes (facteur δ^3 dans l'équation 2.18). Cette approximation est valable pour l'émission synchrotron optiquement fine de particules isotropes dans un champ turbulent ou enchevêtré avec des directions isotropes. Cependant, en réalité en régime partiellement absorbé ou absorbé, l'émission est anisotrope même dans le référentiel comobile du fait de la dépendance angulaire de la profondeur optique synchrotron et des effets de projection sur le plan focal de l'observateur (comobile ou pas). Le calcul de l'émission (voir Section 2.2.3) était pertinent pour les hautes valeurs de θ observées jusque là mais n'est probablement pas valide pour les faibles angles d'inclinaison que j'ai inférés pour MAXI J1836-194 dans le Chapitre 2. De plus, à faibles angles d'inclinaison, l'émission d'une couche peut être partiellement ou totalement absorbée par d'autres éjectas se trouvant sur la ligne de visée. La méthode de calcul employée pour générer le spectre multi-longueurs d'onde final ne considérait que l'émission couche par couche de manière indépendante et les effets d'absorption par d'autres couches étaient négligés. Il est alors apparu indispensable, à l'instar du refroidissement, d'étudier précisément cette dépendance angulaire en vue d'appréhender son impact sur les cinq SEDs reproduites, et ainsi confirmer ou infirmer nos résultats. Depuis la publication de mon étude sur MAXI J1836-194, une nouvelle version d'*ishem* a été élaborée afin de pouvoir traiter de manière plus précise les effets d'anisotropie de l'émission du jet en prenant en compte les effets d'aberration relativiste et l'absorption de l'émission d'une couche par le reste du jet.

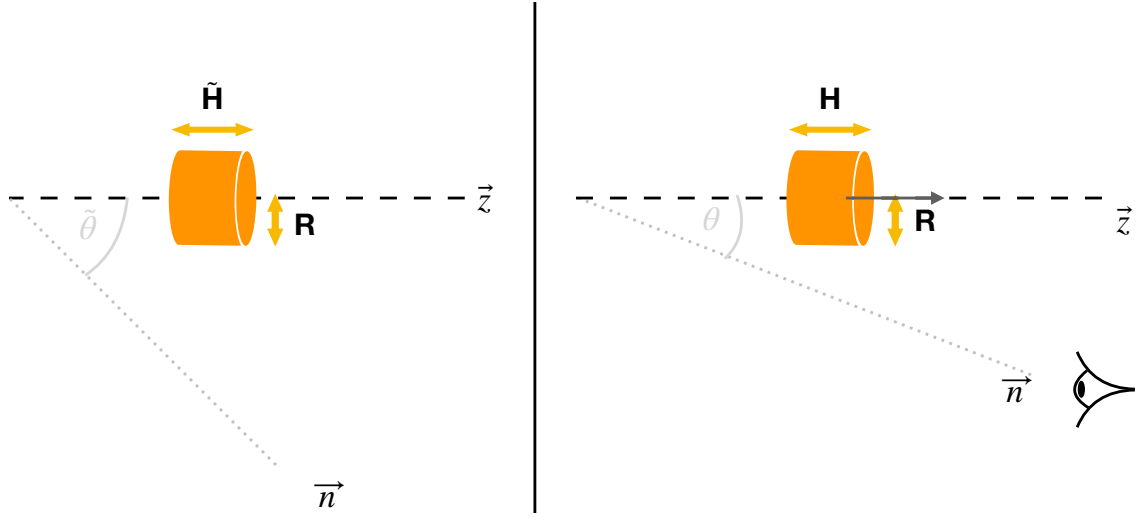


FIGURE 3.3 – Schéma détaillant les configurations géométriques considérées dans le calcul de l'émission d'une couche prenant en compte l'anisotropie pour le référentiel comobile (Gauche) et pour le référentiel de l'observateur (Droite).

3.2.1 Émission d'un cylindre homogène en mouvement

La prise en compte des effets d'anisotropie est essentielle en vue d'améliorer notre traitement de l'influence de l'angle d'inclinaison sur l'émission du jet. Dans ce qui suit, je présente le calcul de l'émission d'un éjecta cylindrique, prenant en compte les effets de projection et d'aberration relativiste. Cette méthode remplace, dans la nouvelle version du modèle, le calcul plus simple détaillé dans la Section 2.2.3.

Soit un jet conique d'axe \vec{z} émettant des photons par rayonnement synchrotron. On considère l'émission d'une couche cylindrique homogène, de rayon R et de hauteur \tilde{H} , en mouvement selon la direction \vec{z} et formant un angle $\tilde{\theta}$ ($\tilde{\theta} < \pi/2$) avec la ligne de visée \vec{n} dans le référentiel au repos². Ici et dans la suite, les quantités associées au référentiel comobile seront notées avec un $\tilde{}$, toutes quantités écrites sans $\tilde{}$ se référant alors au référentiel de l'observateur. Les calculs de l'émission de cet éjecta sont réalisés dans le référentiel comobile et se verront traduits par la suite dans le référentiel de l'observateur. La justification du choix de ce référentiel vient du fait qu'il est très difficile de déterminer les coefficients de l'émission synchrotron (absorption et terme de source) dans le référentiel où la couche est en mouvement. La connaissance du champ magnétique étant alors requise. La densité spectrale de puissance par unité d'angle solide émise dans la direction \vec{n} s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{d\tilde{L}(\tilde{\mu})}{d\tilde{\Omega} d\tilde{\nu}} = \int_{\tilde{A}_{\text{perp}}} \tilde{S}_{\tilde{\nu}} [1 - \exp(-\tilde{\alpha}_{\tilde{\nu}}\tilde{l})] d\tilde{A} \quad (3.39)$$

avec $\tilde{\mu} = \cos\tilde{\theta}$, $\tilde{\alpha}_{\tilde{\nu}}$ le coefficient d'absorption, $\tilde{S}_{\tilde{\nu}} = \tilde{J}_{\tilde{\nu}} / (4\pi\tilde{\alpha}_{\tilde{\nu}})$ le terme de source (où l'on retrouve, $\tilde{J}_{\tilde{\nu}}$, l'émissivité synchrotron), \tilde{l} la profondeur du cylindre selon \vec{n} et \tilde{A}_{perp} la projection du cylindre sur une surface perpendiculaire à \vec{n} tel que :

$$\tilde{A}_{\text{perp}} = 2R\tilde{H} \sin\tilde{\theta} + \pi R^2 \tilde{\mu} \quad (3.40)$$

2. L'absorption de ces photons par d'autres parties du jet est totalement négligée.

L'expression analytique de $\tilde{\mathbf{I}}$ est une fonction très complexe, dépendante de la position de la projection du cylindre sur le plan perpendiculaire et de $\tilde{\boldsymbol{\mu}}$. C'est pourquoi, pour limiter le temps de calcul de l'émission de chaque ejecta, nous avons choisi de la remplacer par l'expression de la profondeur moyenne selon la direction $\tilde{\mathbf{n}}$, $\langle \tilde{\mathbf{I}} \rangle$, formulée comme suit :

$$\langle \tilde{\mathbf{I}} \rangle = \frac{\tilde{V}}{\tilde{A}_{\text{perp}}} = \left[\frac{2 \sin \tilde{\theta}}{\pi R} + \frac{\tilde{\boldsymbol{\mu}}}{\tilde{H}} \right]^{-1} \quad (3.41)$$

avec \tilde{V} le volume du cylindre. Une telle approximation modifie alors l'équation 3.39 pour donner plus simplement :

$$\frac{d\tilde{\mathbf{L}}(\tilde{\boldsymbol{\mu}})}{d\tilde{\Omega} d\tilde{v}} = \tilde{A}_{\text{perp}} \tilde{S}_{\tilde{v}} [1 - \exp(-\tilde{\alpha}_{\tilde{v}} \langle \tilde{\mathbf{I}} \rangle)] \quad (3.42)$$

Pour basculer du référentiel au repos au référentiel de l'observateur, la relativité nous impose les transformations suivantes :

$$\frac{d\mathbf{L}(\boldsymbol{\mu})}{d\Omega d\mathbf{v}} = \delta^3 \frac{d\tilde{\mathbf{L}}(\tilde{\boldsymbol{\mu}})}{d\tilde{\Omega} d\tilde{v}} \quad (3.43)$$

$$\tilde{\boldsymbol{\mu}} = \frac{\boldsymbol{\mu} - \boldsymbol{\beta}}{1 - \boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\beta}} \quad (3.44)$$

$$\mathbf{v} = \delta \tilde{v} \quad (3.45)$$

$$S_{\mathbf{v}} = \delta^3 \tilde{S}_{\tilde{v}} \quad (3.46)$$

$$\alpha_{\mathbf{v}} = \frac{\tilde{\alpha}_{\tilde{v}}}{\delta} \quad (3.47)$$

où l'on retrouve le facteur d'amplification Doppler, $\delta = [\Gamma_{\text{moy}}(1 - \boldsymbol{\beta}\boldsymbol{\mu})]^{-1}$. Les transformations de surface et de volume sont beaucoup moins évidentes. On obtient dans un premier temps :

$$A_{\text{perp}} = \tilde{A}_{\text{perp}} \quad (3.48)$$

la projection du cylindre sur le plan ne subissant pas de contraction mais uniquement une rotation d'angle \mathbf{i} tel que $\cos i = \beta$ (Ghisellini, 2000). Le volume, lui, subit tout de même les répercussions causées par la contraction et les effets de retard le long de la ligne de visée, par conséquent on a :

$$V = \delta \tilde{V} \quad (3.49)$$

Ainsi, à l'aide des équations 3.48 et 3.49, il est possible de déduire la profondeur moyenne du cylindre dans le référentiel de l'observateur via :

$$\langle \mathbf{I} \rangle = \frac{V}{A_{\text{perp}}} = \delta \langle \tilde{\mathbf{I}} \rangle = \left[\frac{2 \sin \theta}{\pi R} + \frac{\Gamma_{\text{moy}} |\boldsymbol{\mu} - \boldsymbol{\beta}|}{\tilde{H}} \right]^{-1} \quad (3.50)$$

ce qui nous permet de vérifier que l'épaisseur optique est un invariant de Lorentz, $\alpha_v(l) = \tilde{\alpha}_v(\tilde{l})$. Le flux du cylindre est alors exprimé à l'aide de la distance selon :

$$F(\mathbf{v}) = \frac{1}{D^2} \frac{dL(\mu)}{d\Omega d\nu} = \frac{\tilde{A}_{\text{perp}} \delta^3 \tilde{S}_{\tilde{\nu}}}{D^2} [1 - \exp(-\tilde{\alpha}_v(\tilde{l}))] \quad (3.51)$$

Connaissant l'évolution temporelle du coefficient d'absorption de chaque éjecta lors de sa propagation dans le jet, on calcule, en utilisant l'ensemble des couches d'une simulation, un coefficient d'absorption moyen (moyenne temporelle) en chaque point du jet. La nouvelle version du code intègre ces coefficients d'absorption moyens le long de la ligne de visée et prend ainsi en compte l'obscurcissement d'une couche par le reste du jet. Il faut aussi noter que l'ancienne version du modèle utilisait les coefficients \mathbf{j}_v et α_v , valides dans le cas d'un champ magnétique homogène (voir Section 2.2.3, (Malzac, 2014)), dont la direction dans le référentiel comobile est perpendiculaire à la ligne de visée. Ces coefficients sont les mêmes que dans Chaty et al., 2011. La nouvelle version utilise des coefficients moyennés sur les angles d'incidence, à savoir, valides pour un champ magnétique turbulent isotrope (Crusius and Schlickeiser, 1986).

3.2.2 Comparaison entre ancienne et nouvelle version

La densité spectrale d'énergie

Afin d'apprécier l'impact des améliorations apportées au modèle sur nos résultats obtenus dans le Chapitre 2, j'ai effectué, à l'aide de jeux de paramètres strictement identiques, des simulations comparatives entre l'ancienne version et la nouvelle version d'*ishem*. En préambule, il est important de noter que la nouvelle version du modèle, bien qu'avancée, se situe encore au stade de développement et ne peut à l'heure actuelle calculer de manière précise la contribution du contre-jet dans l'émission totale. En conséquence, seules les dates de l'étude pour lesquelles la contribution du contre-jet est négligeable sont ici susceptibles d'être utilisées pour la comparaison. En pratique, plus le facteur de Lorentz moyen est élevé et moins le contre-jet apporte des changements significatifs dans la SED résultante. C'est pourquoi, afin d'écartier tout doute potentiel, les changements apportés par cette version améliorée ne seront examinés que pour la date la plus extrême de l'éruption de 2011, le 17 septembre.

La conclusion de l'étude de l'espace des paramètres dans la Section 2.4 indique qu'un spectre multi-longueurs d'onde ajustant les données de manière précise peut être obtenu pour la date du 17 septembre en utilisant $\Gamma_{\text{moy}}=16$ et $P=3.9\%L_E$. Ceci, pour une distance $D=4.7\text{kpc}$ et pour un angle d'inclinaison abaissé à $\phi=1^\circ$. Reprenant ces mêmes paramètres avec la nouvelle version du modèle, *ishem* renvoie une densité spectrale d'énergie simplement décalée dans la direction des bas flux d'un facteur ~ 2 (voir Figure 3.4). L'allure de la courbe restant, en effet, totalement inchangée et la fréquence de cassure synchrotron demeurant, elle aussi, constante. Afin de superposer les deux spectres ainsi obtenus et corriger ce facteur 2 en flux, il apparaît nécessaire d'augmenter la puissance du jet mais également son facteur de Lorentz moyen pour maintenir la fréquence de cassure à la même valeur (voir Figure 2.3). Dans ce cas précis, les équations 2.20 et 2.21 renvoient $\Gamma_{\text{moy}}=18.1$ et $P=9\%L_E$. Ces valeurs de Γ_{moy} et P sont cependant en léger décalage avec les paramètres requis puisque la superposition de deux spectres s'effectue finalement pour $\Gamma_{\text{moy}}=19.1$ et $P=7\%L_E$. Par conséquent, la prise en compte rigoureuse dans les simulations des effets d'anisotropie ne semble

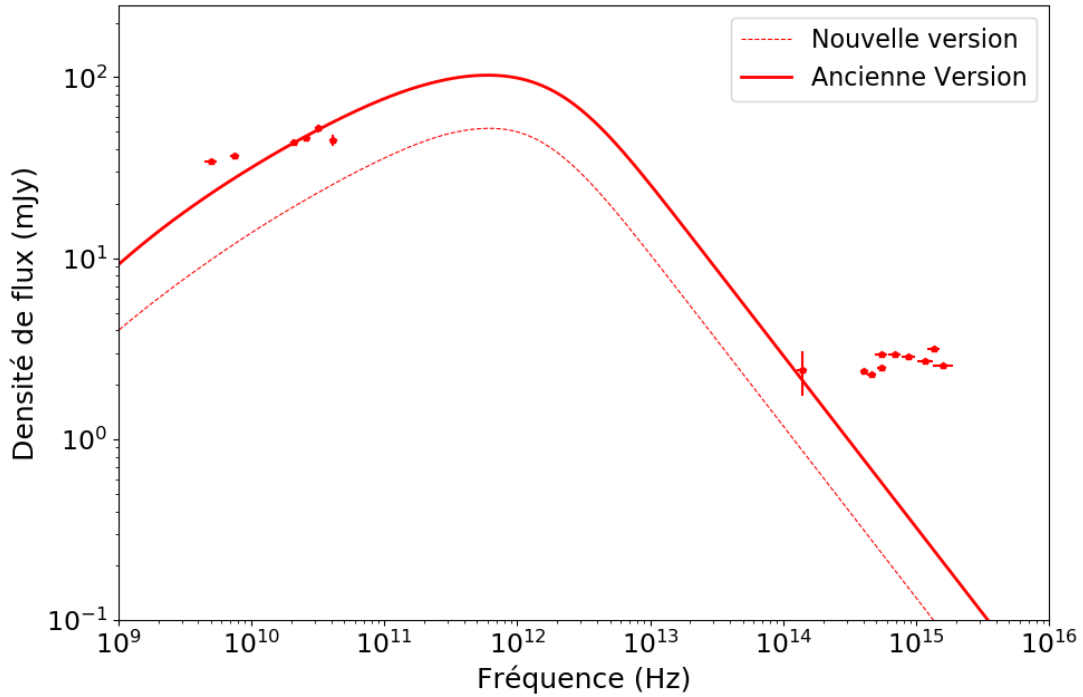


FIGURE 3.4 – Comparaison entre l’ancienne version (trait plein) et la version améliorée (pointillés) du modèle pour la date du 17 septembre.

pas remettre en question les résultats obtenus précédemment au moyen d’hypothèses simplificatrices. L’amélioration du modèle modifie de manière quantitative les résultats du Chapitre 2 mais n’apporte pas de changements qualitatifs pouvant potentiellement infirmer nos conclusions. Au contraire, celles-ci se trouvent renforcées puisque l’ajustement des données du 17 septembre nécessite un facteur de Lorentz moyen encore plus important et une puissance de jet dépassant de nouveau de plus d’un facteur 2 les estimations de l’équation 2.25, impliquant alors la nécessité d’un angle d’inclinaison encore plus faible.

La dépendance angulaire

Dans la Section 2.2.6, j’ai expliqué que la procédure d’ajustement des données multi-longueurs d’onde de MAXI J1836-194 utilise deux expressions analytiques afin d’estimer les corrections à apporter pour déplacer les SEDs en flux et en fréquence. Ces deux équations, 2.20 et 2.21, tirées des travaux originaux Malzac, 2013, 2014 traitant du développement du modèle *ishem*, précisent que $F_{\nu_{\text{break}}} \propto \delta^2$ tandis que $\nu_{\text{break}} \propto \delta$, avec $\delta = [\Gamma_{\text{moy}}(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$. Au cours de mes travaux de modélisation de l’émission du jet compact j’ai pu vérifier avec succès la cohérence de leurs prédictions, en très bon accord avec les paramètres finaux requis pour ajuster les données. Dans la nouvelle version, il apparaît cependant que la dépendance angulaire ne suit plus de manière aussi étroite ces relations.

Dans l’objectif d’étudier les changements apportées par la nouvelle version, j’ai comparé la dépendance angulaire de celle-ci avec la version utilisée dans le Chapitre 2. Pour ce faire, je suis reparti des résultats obtenus à l’issue de l’étude de la dégénérescence (Section 2.4) et relancé plusieurs simulations ne modifiant que l’angle d’inclinaison. Au final, j’obtiens un échantillon de SEDs pour $\theta = [1^\circ, 5.5^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 35^\circ, 50^\circ, 70^\circ, 85^\circ]$ pour chaque version. De ces spectres j’extraits deux informations : la position en fréquence de la cassure synchrotron et

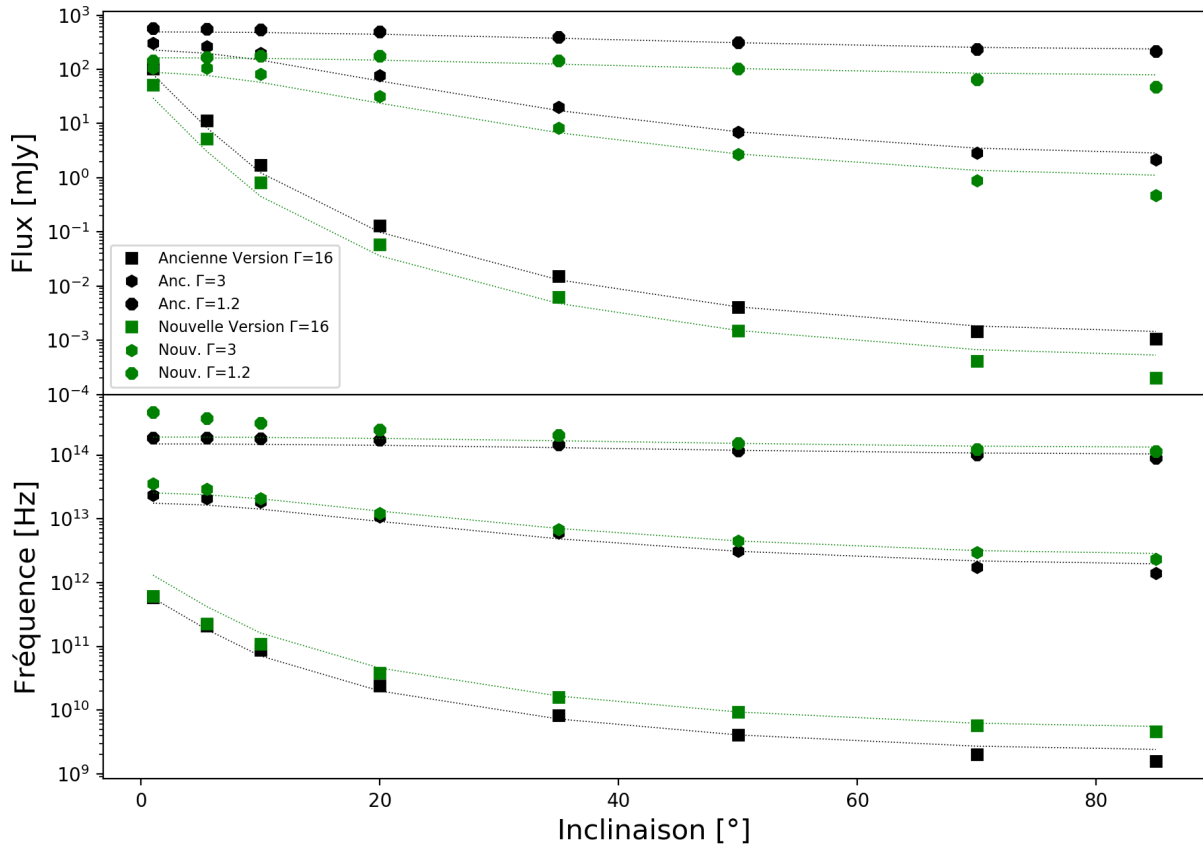


FIGURE 3.5 – Comparaison de la dépendance angulaire entre l’ancienne version (noir) et la version améliorée (vert) du modèle pour plusieurs valeurs de Γ_{moy} . (Haut) Dépendance angulaire du flux. Les lignes pointillées représentent des évolutions suivant δ^2 . (Bas) Dépendance angulaire de la fréquence de cassure synchrotron. Les lignes pointillées représentent des évolutions selon δ . Les dépendances idéales sont normalisées pour $\theta=50^\circ$. La puissance du jet, l’angle d’ouverture, l’indice de la distribution des électrons ainsi que ses bornes sont ici fixés.

le flux maximal associé. La Figure 3.5 montre les déplacements de la cassure synchrotron dans les dimensions de flux et de fréquence ainsi obtenus (symbolisés par des carrés), en comparaison avec les dépendances angulaires idéales prévues (en lignes pointillées) par les expressions analytiques (ici normalisées à la valeur arbitraire de $\theta=50^\circ$). On remarque assez rapidement que l’ancienne version est en meilleur accord avec les équations 2.20 et 2.21 que la nouvelle version, aussi bien en fréquence qu’en flux. L’ancienne version s’écartant de la dépendance idéale d’un facteur $\sim 1.4-1.5$ en fréquence et en flux contre $\sim 2-2.5$ pour la version prenant en compte des effets d’anisotropie, ce qui est susceptible d’apporter des erreurs importantes. Si l’on se concentre sur les résultats obtenus pour $\theta=1^\circ$, on retrouve bien les conclusions du paragraphe précédent. En effet, la fréquence de cassure est identique entre les deux versions et l’on retrouve bien le facteur 2 en flux. Cependant, tandis que les flux estimés sont tous plus faibles pour la nouvelle version que pour l’ancienne, la fréquence de cassure synchrotron tend à être plus grande pour la nouvelle version et non identique comme observée dans le cas particulier de $\theta=1^\circ$. En conséquence, on comprend alors que la superposition de deux courbes à θ plus grand requiert une correction plus importante en fréquence. En d’autres mots, la nouvelle version d’*ishem* nécessite des facteurs de Lorentz moyen encore plus grands pour l’éjection des couches à la base du jet. Une telle correction

ayant la conséquence indirecte de causer, par la même occasion, la hausse de la puissance du jet et ainsi confirmer nos conclusions pré-établies. La reconduction de la comparaison pour des valeurs de Γ_{moy} plus faibles, $\Gamma_{\text{moy}}=3$ (hexagones) et $\Gamma_{\text{moy}}=1.2$ (octogones), résulte en des conclusions absolument similaires. Fort de ce constat, il devient indispensable de caractériser de nouvelles expressions analytiques décrivant précisément la dépendance angulaire décrite par la version perfectionnée du modèle afin de remplacer les équations 2.20 et 2.21. Ce travail, irréalisable dans le calendrier de ma fin de thèse, est une étape obligatoire à franchir pour poursuivre le développement d'*ishem* et ainsi exploiter au mieux les futures observations.

CONCLUSION

Unifier la physique de l'accrétion et la physique de l'éjection est un des objectifs majeurs de l'astrophysique actuelle. L'une des clés pour parvenir à cette fin est l'étude du rayonnement issu des jets relativistes. Ce rayonnement a la particularité de s'étaler sur la quasi-totalité du spectre électromagnétique et donc de pouvoir être capté par une large gamme d'instruments spatiaux et terrestres. Cependant, l'observation multi-fréquences simultanée de ces objets exige une organisation et des moyens si considérables que jusqu'à la fin du 20^{ème} siècle, la communauté scientifique ne put obtenir de données suffisamment exploitables. En 2011, une campagne d'observations multi-longueurs d'onde est initiée afin d'étudier l'activité éruptive d'une source nouvellement découverte, MAXI J1836-194. Cette source possède un jet relativiste dont l'émission se révèle être différente de tous les autres cas connus. Le jet, d'ordinaire observable du domaine radio au domaine infrarouge, semble ici dominer la densité spectrale d'énergie jusqu'au domaine optique, habituellement dominé par le disque d'accrétion. Cette singularité serait la conséquence d'un angle d'inclinaison entre l'axe du jet et la ligne de visée particulièrement faible. Une fantastique opportunité de sonder bien plus précisément les mécanismes physiques responsables de l'apparition/disparition de jets relativistes au cours d'une éruption nous fut alors offerte.

Pour la première fois, un modèle associant directement les propriétés temporelles des disques d'accrétions aux fluctuations de vitesse des jets relativistes est utilisé pour étudier l'émission multi-longueurs d'onde d'un jet compact au cours d'une phase éruptive. Reprenant les principes des modèles de chocs internes connus dans le champ des sursauts γ , ce modèle vise à reproduire, entre le domaine radio et le domaine des rayons X, la densité spectrale d'énergie de jets relativistes en calculant leur émission synchrotron. Appliqué au microquasar MAXI J1836-194, il est utilisé, dans ce manuscrit afin de reproduire le spectre multi-bandes de son jet compact pour cinq dates de l'éruption de 2011. Pour chacune de ces dates, la forme du spectre multi-bandes généré est contrôlée quasi-exclusivement par la variabilité X du flot d'accrétion associée. Tous les autres paramètres de la simulation n'ayant pas ou très peu d'influence sur l'allure de la SED.

J'ai montré via cette démarche que la variabilité X du disque d'accrétion permet de produire des spectres multi-longueurs d'onde dont la forme est en bonne adéquation avec les données pour des statistiques très satisfaisantes. De plus, j'ai également montré qu'il est possible de suivre l'évolution temporelle du jet compact en ne variant que deux paramètres physiques de la simulation. Un scénario minimaliste proposant de reproduire ces variations spectrales en augmentant de concert la puissance du jet et le facteur de Lorentz moyen avec la luminosité X, corroborant plusieurs suggestions préalables. Une étude approfondie de la dégénérescence montre qu'il est possible d'atteindre un point de l'espace de paramètres respectant les contraintes physiques de manière plus fidèle. Pour y parvenir, il est alors nécessaire de fixer une distance à la source faible, un demi angle d'ouverture du jet de l'ordre du degré et un angle d'inclinaison extrêmement petit, soutenant l'hypothèse d'un microblazar.

Le modèle ne peut pas, à l'évidence, être considéré comme totalement achevé dans sa version actuelle. De nombreux points sont en effet toujours manquants, ou partiellement pris en compte via diverses hypothèses simplificatrices. On peut citer en exemple la non-prise en compte du rayonnement Compton, indispensable pour expliquer l'émission γ dans les noyaux actifs de galaxies, la simplification du calcul du refroidissement des électrons au cours de leur propagation ou encore la formulation d'une hypothèse perdant tout sens au contact de faibles angles d'inclinaisons. Pour ces deux derniers points, des études préliminaires ont été entreprises afin d'étudier, dans un cadre semi-analytique, leur incidence sur les scénarios obtenus pour le jet de MAXI J1836-194 et ainsi perfectionner le modèle. Le refroidissement permettrait de calculer précisément la fréquence de coupure synchrotron, pour l'instant fixée artificiellement tandis que la prise en compte rigoureuse des effets relativistes engendrés par un jet pointé dans notre direction aiderait simplement à faire un pas de plus vers la réalité physique de ces objets. Le stade actuel de développement du modèle montre que ces effets d'anisotropie ne modifient pas de manière qualitative mes conclusions mais renforcent au contraire la nécessité d'utiliser un faible angle d'inclinaison et des puissances et facteurs de Lorentz élevés dans les simulations.

Le modèle mérite également d'être mis à l'épreuve par bien plus que deux sources (cf. [Drappeau et al., 2015](#)) afin de prouver son efficacité et notamment d'être appliqué aux sources possédant une étoile à neutron. La systématisation des observations multi-fréquences simultanées de microquasars apparaît comme absolument nécessaire, ce type d'étude ayant besoin d'une couverture spectrale la plus dense possible de la radio jusqu'au visible. Enfin, délaissant l'aspect temporel de l'étude, il serait bénéfique de calculer l'émission des jets jusqu'au domaine γ afin de tester ce modèle sur les noyaux actifs de galaxie (bien que l'émission de photons γ soit aussi observée dans certaines binaires X), une fois l'émission Compton implémentée. La physique des jets se trouvant, en particulier, au coeur des objectifs scientifiques de projets comme le satellite SVOM (infrarouge, visible, rayons X durs) ou le réseau de télescopes CTA (rayons gamma) qui seront tous deux en opération dans la prochaine décennie et dans lesquels la France (et l'IRAP) ont une participation importante.

Annexe A

Publications

A.1 En tant que premier auteur

Modelling the compact jet in MAXI J1836-194 with disc-driven shocks

M. Péault¹,¹★ J. Malzac,¹ M. Coriat,¹ T. D. Russell², K. I. I. Koljonen^{3,4,5},
R. Belmont,^{1,6} S. Corbel,^{6,7} S. Drappeau,¹ J. Ferreira,⁸ P. O. Petrucci,⁸
J. Rodriguez⁶ and D. M. Russell⁵

¹IRAP, Université de Toulouse, CNRS, UPS, CNES, Toulouse, France

²Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, Science Park 904, NL-1098 XH Amsterdam, the Netherlands

³Finnish Centre for Astronomy with ESO (FINCA), University of Turku, Väisäläntie 20, FI-21500 Piikkiö, Finland

⁴Aalto University Metsähovi Radio Observatory, PO Box 13000, FI-00076 Aalto, Finland

⁵New York University Abu Dhabi, PO Box 129188, Abu Dhabi, UAE

⁶Laboratoire AIM (CEA/IRFU - CNRS/INSU - Université Paris Diderot), CEA DRF/IRFU/DAP, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

⁷Station de Radioastronomie de Nançay, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Univ. Orléans, F- Nançay, France

⁸Université Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

Accepted 2018 October 8. Received 2018 September 7; in original form 2017 December 21

ABSTRACT

The black hole candidate MAXI J1836-194 was discovered in 2011 when it went into an outburst, and was the subject of numerous, quasi-simultaneous, multi-wavelength observations in the radio, infrared, optical, and X-rays. In this paper, we model its multi-wavelength radio to optical spectral energy distributions (SEDs) with an internal shock jet model (ISHEM; Malzac 2014). The jet emission is modelled on five dates of the outburst, during which the source is in the hard and hard intermediate X-ray spectral states. The model assumes that fluctuations of the jet velocity are driven by the variability in the accretion flow which is traced by the observed X-ray timing properties of the source. While the global shape of the SED is well reproduced by this model for all the studied observations, the variations in bolometric flux and typical energies require at least two parameters to evolve during the outburst. Here, we investigate variations of the jet power and mean Lorentz factor, which are both found to increase with the source luminosity. Our results are compatible with the evolution of the jet Lorentz factor reported in earlier studies of this source. However, due to the large degeneracy of the parameters of the ISHEM model, our proposed scenario is not unique.

Key words: accretion, accretion discs – black hole physics – relativistic processes – shock waves – X-rays: binaries.

1 INTRODUCTION

In the early 2000s, the study of compact jets in X-ray binaries (XRBs) boomed with the discovery of the characteristic flat -or slightly inverted- radio spectra in the hard X-ray spectral state (see Corbel et al. 2000; Fender et al. 2000; Corbel & Fender 2002a). This observed flat radio emission is attributed to partially self-absorbed synchrotron emission from a jet (Blandford & Königl 1979; Blandford & Payne 1982). Specifically, the flat radio spectrum results from neglecting the cooling of the electrons and, particularly, the energy losses due to the adiabatic expansion of the jet in the external medium. However, in the absence of an acceleration mechanism that continuously compensates for the adiabatic energy losses along the jet, cooling can result in a highly inverted radio spectrum, therefore

inconsistent with the observations. Malzac (2013, 2014) showed that internal shocks caused by rapid fluctuations of the jet velocity constitute an effective dissipation mechanism that can release energy over a broad range of scales along the jet. In this model, the dissipation profile along the jet and the resulting shape of the SED are determined almost entirely by the power spectrum of the velocity fluctuations. The other parameters of the model (such as jet power and jet opening angle) can only shift the SED in photon frequency or in normalization. Interestingly, the adiabatic losses are totally compensated in the case of internal shock jet models where shells of matter are ejected at the base of the jet with Lorentz factors that follow flicker noise fluctuations (i.e., the power spectral density is inversely proportional to the frequency, $\text{PSD} \propto 1/f$), maintaining the flat jet spectral slope that is usually observed. In XRBs, it turns out that the X-ray light curve which can, in principle, act as a tracer of the fluctuations in the accretion flow (or mass accretion rate), often presents a power spectrum that is close to $1/f$ within a certain

* E-mail: mathias.peault@gmail.com

range of Fourier frequencies. This coincidence led Malzac (2013, 2014) to suggest that the fast fluctuations of the jet velocity causing internal shocks might be driven by the variability of the accretion flow.

Drappeau et al. (2015) first explored this idea by using the internal shock code ISHEM (Malzac 2014) to show that an observed radio-IR jet SED from the black hole binary GX 339-4 during the hard state can be well-reproduced, under the assumption that the power spectrum of the jet fluctuations is identical to the fluctuations in the disc observed in X-rays. Drappeau et al. (2017) suggested that the quenching of the radio emission in the soft X-ray spectral state could be associated with the much weaker X-ray variability present in this state. Dark jets could be present in the soft state carrying a similar power as in the hard state, but weaker shocks due to the smaller amplitude of the velocity fluctuations mean the jet would be undetectable. While these results were encouraging, they need to be applied to other sources and observations at various phases of an outburst to test their universality.

The galactic black hole candidate MAXI J1836-194, first detected on 2011 August 30 during an outburst (Negoro et al. 2011), represents an interesting opportunity for modelling as it offers the possibility to work with an excellent multi-wavelength coverage ranging from radio to X-rays. Additionally, in most sources, the optical emission is dominated by the accretion disc while MAXI J1836-194 appears to be jet-dominated (Russell et al. 2014a) in most states, making it an excellent target for jet studies.

Russell et al. (2014b) constrained the distance to MAXI J1836-194 between 4kpc and 10kpc and its disc inclination between 4° and 15° . The jet dominance is most likely related to the small angle between the jet and the line of sight. The mass of the black hole was estimated between $7.5 M_\odot$ and $11 M_\odot$ based on X-ray spectral fitting using the TCAF model (see Jana et al. 2016, for details). We note that these mass estimates are model-dependent. We will nevertheless use it as a guide for lack of better constraints.

In this paper, we model the spectral energy distributions of the compact jet of MAXI J1836-194 on five dates of its 2011 outburst with the ISHEM code, using the quasi-simultaneously observed X-ray power spectra as an input of the model. In Section 2, we present the observations and describe the main features of the model, discussing the influence of the parameters on the synthetic SEDs. In Section 3, we show our resulting SEDs along with the final parameters. In Section 4, we perform an in-depth exploration of the parameter space and identify alternative solutions to match the observations. Finally, in Section 5, we discuss our results by comparing them to conclusions drawn in previous works.

2 METHODS

2.1 Observations

The black hole candidate MAXI J1836-194 was intensively observed during its 2011 outburst by numerous instruments in different spectral bands (see Russell et al. 2013, 2014b, and references therein). The large amount of collected data, ranging from the radio domain to X-rays, makes this two-month period ideal for a multi-wavelength study of its compact jet. In this work, we use observations presented in Russell et al. (2013) and in Russell et al. (2014b), namely, radio data collected by the Karl G. Jansky Very Large Array (VLA), submillimeter data obtained with the Submillimeter array, mid-IR data collected by the Very Large Telescope (VLT), optical observations obtained with the two 2-m Faulkes Telescopes and with Swift UVOT (optical+UV) and finally X-ray data gathered by

Swift X-ray telescope (XRT) and the Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE). There were also optical + NIR observations collected with GROND (Rau, Greiner & Sudilovsky 2011). All these observations were taken during a failed hard-to-soft state transition (Brocksopp, Bandyopadhyay & Fender 2004) that occurred between the beginning of September and the end of October (Ferrigno et al. 2012). During this period, the source went into a hard-intermediate state (HIMS) but never reached the soft state and, instead, the outburst ‘failed’ and went back to the hard state.

An investigation of how the compact jet evolved during the two-month outburst was performed by Russell et al. (2013, 2014b, 2015) notably reporting the interesting behaviour of the break frequency that marks the transition between the optically thick and the optically thin part of the jet spectrum. This spectral break (also synchrotron emission peak), already detected in some XRBs (Corbel & Fender 2002b; Gandhi et al. 2011; Russell et al. 2013), corresponds to the base of the particle acceleration region in the jet (see Markoff, Falcke & Fender 2001; Markoff, Nowak & Wilms 2005; Chaty, Dubus & Raichoor 2011). As the source hardened during the decay phase, the break moved to higher frequencies while the optical-IR flux brightened and the radio flux faded, making the jet spectrum more and more inverted. Studies of the evolution of the compact jet in MAXI J1836-194 suggested the existence of a relation between the break frequency and the hardness (see Russell et al. 2014b) and even suggested that this shift, along with the IR fading/brightening, could be driven by the jet quenching/recovery during the outburst (Corbel et al. 2013; Russell et al. 2014b). Koljonen et al. (2015) also showed that this jet break/hardness relation appears to be a common feature in black hole X-ray binaries and low luminosity active galactic nuclei.

We model five of the six epochs of multi-wavelength observations (taken on 2011 September 03, September 17, September 26, October 12, and October 27) which trace each step of the failed transition in order to track the jet evolution. The sixth epoch (September 12) is not studied in this paper as there was no simultaneous RXTE observations, therefore no X-ray PSD to use as input for our jet model. MAXI J1836-194 was in the hard state on September 03, then in the HIMS on September 17 and 26, and finally back in the hard state on October 12 and 27 (Ferrigno et al. 2012).

2.2 Jet model

To reproduce the spectra of the compact jet in MAXI J1836-194, we used the numerical code ISHEM presented in Malzac (2014). In this model, the emission of the jet is powered by internal shocks. These internal shocks appear when homogeneous shells of matter are ejected at the base of the jet with variable velocities (Malzac 2014). Fast ejecta catch up with slow ejecta creating shock waves that release a fraction of the bulk kinetic energy of the shells of matter into the jet and cause the acceleration of electrons. This leads to synchrotron emission and possibly inverse-Compton emission that make the jet observable (presently, only synchrotron emission is considered in ISHEM). Following Drappeau et al. (2015), the fluctuations of the jet Lorentz factor are generated such that their power spectrum is identical to the observed X-ray power spectrum.

To obtain information about the timing properties of the X-ray emission during the outburst of MAXI J1836-194, we used X-ray observations from the Proportional Counter Array (PCA) instrument (Jahoda et al. 2006) onboard RXTE. We searched for X-ray observations that were taken within a day of the observations at other wavebands (the daily variations are slow in the hard state). We extracted light curves with a time bin of 2^{-11} s from the single-

bit mode data (SB_125us_0.249_1s) using HEASOFT 6.19. The light curves were further analysed in ISIS (Interactive Spectral Interpretation System, Houck & Denicola 2000) using the SITAR (S-lang/ISIS Timing Analysis Routines) package to form the PSD. We calculated the PSD for every 512-s segments rejecting those with data gaps and averaging all PSDs over the whole light curve. The resulting PSDs were binned logarithmically with $\delta f/f = 0.1$, and the Poisson noise and dead-time effects were removed by fitting a constant to the Poisson noise-dominated part of the PSD and removing the constant from the X-ray power of each frequency bin. The observed PSDs are limited to frequencies above 1/512 Hz. As ISHEM requires also information on longer time scales, we extrapolate the PSDs to lower frequencies as flat noise. The final X-ray PSDs used as input in ISHEM and corresponding to the five observations are shown in Fig. 1.

As usually observed in X-ray binaries in the hard state, the low-frequency variability is gradually suppressed as the source gets closer to softer states (the low break frequency in the PSD shifts towards higher frequencies). In the framework of our model, this evolution of the PSD impacts the shape of the radio-IR SEDs. For the sake of clarity, the error bars on the five PSDs are not plotted. Nevertheless, these error bars are significant and we therefore studied their impact on the resulting spectra by running several ISHEM simulations in which we randomly varied the PSDs within the confidence intervals. It results in a minor impact on the SEDs, insignificantly changing the parameter values.

2.3 Parameters

We used three different families of parameters in our study: parameters related to the global properties of the source, parameters related to the jet itself, and parameters related to the distribution of the radiating particles. The first family consists of the distance to the source (D), the source orbital inclination with respect to the line of sight (θ), and the mass of the central black hole. The second family includes the jet power (P), the jet opening angle (ϕ), and the parameters involved in the launching of shells of matter: radius at the base of the jet, mass, bulk Lorentz factor (Γ_{av}), volume filling factor (f_v). We also include the parameters that define how the energy is liberated (sub/supersonic collisions, electron/proton equipartition) or lost (radial/longitudinal losses). Finally, in the third family, we define the parameters that characterize the distribution of the radiating particles. In these simulations, we only compute the synchrotron emission from electrons with a power-law energy distribution. We then include, in this family, the lower and upper energy limit (γ_{min} and γ_{max}) and the index of the power law (p) of the electron distribution.

Within these three categories, some simulation parameters are well-constrained by the observations while others are not. Consequently, certain parameters are left free but confined in physically consistent intervals, while others are fixed because they have a negligible impact on the resulting SEDs. The impact of the simulation parameters on the break flux and frequency can be estimated analytically (see Malzac 2013, 2014). The relevant scalings for the flux normalization and for the position of the break frequency are as follows:

$$F_{\text{vbreak}} \propto \frac{\delta^2 i_{\gamma}^{5/(p+4)}}{D_{\text{kpc}}^2 \tan(\phi)} \left[\frac{P}{(\Gamma_{\text{av}} + 1)\Gamma_{\text{av}}\beta} \right]^{(2p+13)/(2p+8)} \quad (1)$$

$$\nu_{\text{break}} \propto \frac{\delta i_{\gamma}^{2/(p+4)}}{\tan(\phi)} \frac{P^{(p+6)/(2p+8)}}{[(\Gamma_{\text{av}} + 1)\Gamma_{\text{av}}\beta]^{(3p+14)/(2p+8)}}, \quad (2)$$

where $\beta = \sqrt{1 - \Gamma_{\text{av}}^{-2}}$, $\delta = [\Gamma_{\text{av}}(1 - \beta \cos\theta)]^{-1}$ and $i_{\gamma} = (2-p)(\gamma_{\text{max}}^{2-p} - \gamma_{\text{min}}^{2-p})^{-1}$. Fig. 2 shows the effect of the simulation parameters on the jet spectra.

Regarding the first family, the parameters are not well-constrained by the observations (see Section 1). In ISHEM, the black hole mass has an impact on the jet power (simply because the jet power is expressed as a fraction of the Eddington luminosity, L_E) but also controls the initial radius of the shells of matter since the latter is expressed in gravitational radii ($R_g = \frac{GM}{c^2}$). Consequently, it only has a small effect on the final SEDs. The distance to the source, D , has a strong effect on the resulting flux densities but has no impact on the location of the break frequency because it does not affect the emission mechanism. As for the inclination, θ , due to relativistic beaming, a small angle leads to high fluxes and to high break frequencies. However, the shift in the break frequency becomes only noticeable for high values of bulk Lorentz factor (see Fig. 2, top left panel).

Jets are collimated ejections of matter, therefore their opening angle, ϕ , should be small, approximately $\leq 10^\circ$ (Miller-Jones, Fender & Nakar 2006). In ISHEM, the value of ϕ has a strong influence on the flux normalization and frequency of the spectral break (see Fig. 2, top right panel). Similar to the effect of a varying inclination angle, a high opening angle shifts the final spectra towards lower frequencies and lower fluxes since a wider jet leads to a weaker magnetic field and, thus, to fewer energetic synchrotron photons.

In this work, the jet power is left almost completely free (see Section 3.3) as it may have varied a lot between the five observations of MAXI J1836-194 as discussed in Russell et al. (2014b). This parameter also has a strong influence on the resulting fluxes and on the break frequency (Fig. 2, middle left panel). For a given index of the power-law distribution of electrons, a more powerful jet makes the emission mechanism more efficient resulting in more numerous and more energetic synchrotron photons.

Regarding the ejecta itself, we have used the conclusions derived in Malzac (2014), namely, we assumed a relativistic flow by setting the adiabatic index to 4/3 and we used an initial volume filling factor of $f_v = 0.7$. The shells of matter are ejected with a radius equivalent to 10 gravitational radii.¹ They are launched with a constant mass and are allowed to compress or expand. We chose to exclusively accelerate the electrons and we only take into account the energy losses due to radial expansion.

The bulk Lorentz factors of compact jets in XRBs are very poorly constrained. Despite our lack of information on their exact values, it is commonly assumed that Γ_{XRBs} are smaller than in active galactic nuclei $\Gamma_{\text{AGNs}} \sim 10$. Gallo, Fender & Pooley (2003) determined $\Gamma_{\text{XRBs}} \leq 2$ using the $L_X \propto L_R^{0.7}$ correlation. However, it was later shown by Heinz & Merloni (2004) that this correlation does not exclude high values of Γ_{XRBs} and that XRBs are clearly capable of producing jets with Lorentz factors ~ 10 (Miller-Jones et al. 2006).² More recently, Casella et al. (2010) even found the exact opposite constraint in the case of GX339-4 where the jet Lorentz factor was constrained to be > 2 . Hence, we considered a range of $\Gamma_{\text{av}} \sim 1-10$.

¹Typical dimension of the region of the accretion flow where a large part of the accretion power is dissipated in the hard state (Plant et al. 2015). Its impact here is negligible.

²The lack of strong constraints on XRBs Lorentz factors is also highlighted in the case of Cyg X-1 for which Gleissner et al. (2004) and Zdziarski et al. (2016) found different values of Γ_{av} with, respectively, radio timing and a model of the jet anisotropy.

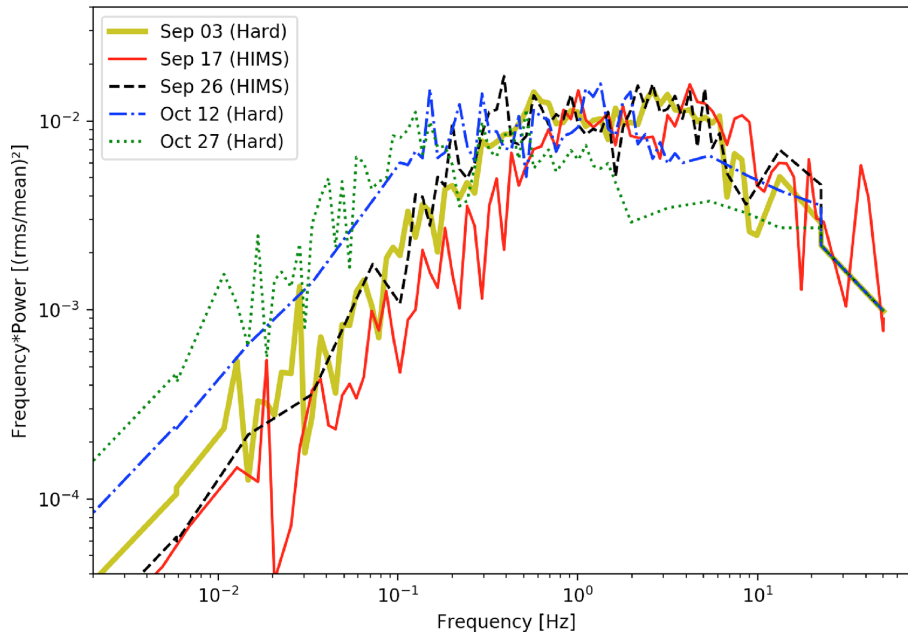


Figure 1. Power spectral densities provided as input to the ISHEM code and used to simulate the ejection of the shells of matter (plotted here in frequency*power on the y-axis for visual purposes). They have been computed using the quasi-simultaneous X-ray light curves measured for the five dates of the study with RXTE. We observe variations in the shape of the PSDs during the observation period, notably at low frequencies, highlighting how necessary it is to use the coinciding measure of the variability to ensure the accuracy of the outgoing jet spectrum.

This parameter had unquestionably the strongest influence in our simulations (see equations (1), (2) and the middle right panel in Fig. 2). Indeed, a small increase of Γ_{av} in the model moves the peak of the spectrum significantly towards lower frequencies and also causes the decrease of the jet flux. This is due to the fact that shells of matter with higher Γ_{av} have a velocity closer to the speed of light. At higher Γ_{av} , the difference in shell velocities are smaller even if the difference in Lorentz factor is large. Therefore, it takes longer for the shells to catch up with each other and collisions occur at larger distances in the jet, in a larger region with weaker magnetic fields.

The limits on the electron distribution have an impact on the jet power since they determine the properties of the population of electrons. For the same amount of kinetic energy transferred to the lepton distribution in shocks, a higher γ_{min} increases both the number of very energetic particles and the average energy of the leptons leading to stronger and less absorbed emission (see Fig. 2, bottom left panel). In our model, the lower limit was initially set to $\gamma_{min} = 1$ (electrons at rest) and the upper limit was frozen at $\gamma_{max} = 10^6$ (typical value for XRB, Malzac (2014)). The electron distribution index, p , defines the slope of the optically thin part of the synchrotron spectrum ($N_e(E) \propto E^{-p}$; Fig. 2, bottom right panel). Both shock acceleration theory (Krymskii 1977; Bell 1978) and observations of GX 339-4 (Gandhi et al. 2011; Drapeau et al. 2015) suggest $p \sim 2.5$.³

2.4 Fitting

The fits to the multi-wavelength data were performed in four steps. The first step of the process involves computing, for each observation, a synthetic SED using the associated PSD and for a given

set of parameters. In a second step, the resulting spectrum is used as input in the X-Ray Spectral Fitting Package (XSPEC; Arnaud 1996, version 12.9.1p) via a local model, **ish**, with two independent parameters: the break frequency and break flux. To fit the broadband spectrum up to the X-rays, we associate the **ish** jet model with the irradiated disc model **diskir** (Gierliński, Done & Page 2008) to take into account the accretion disc contribution. This model fits the disc spectral signature as a standard disc blackbody and includes a Comptonisation component in order to fit the hard X-ray power law observed in XRBs. Moreover, **diskir** accounts for the irradiation of the inner and outer discs preventing the underestimation of the inner disc radius and fitting the reprocessed X-ray photons in the optical-UV band (Gierliński et al. 2008). The estimation of the jet contribution at high energies is done by extrapolating the optically thin part of jet spectra using power laws with identical slopes and by defining a high-energy exponential cut-off in the synchrotron emission. We chose to set the cut-off energy to 20 eV (UV), as in Russell et al. (2014b) due to lack of constraints. We also take into account the IR-optical and X-ray interstellar absorptions, respectively, with the **redden** model (Cardelli, Clayton & Mathis 1989) and the **tbabs** model (Wilms, Allen & McCray 2000). In the third step, once the appropriate shift in normalization and frequency is found, we use equations (1) and (2) to determine a new set of physical parameters that would shift the initial SED by the required amount. There are seven parameters appearing in equations (1) and (2), namely the distance to the source, the orbital inclination with respect to the line of sight, the jet power, the opening angle, the mean Lorentz factor, the electron distribution index, and the lower limit of the electron distribution. A large number of solutions/combinations exist causing a large degeneracy in the ISHEM main parameters. Thus, we freeze five parameters to reasonable values and solve the equations for only two variables (see Section 3). We experimented with different parameters and found that the jet power and the jet opening angle produced the required changes in the SEDs for reasonable param-

³Due to the high values of $p > 2$, γ_{max} has not a significant impact on the number of particles here.

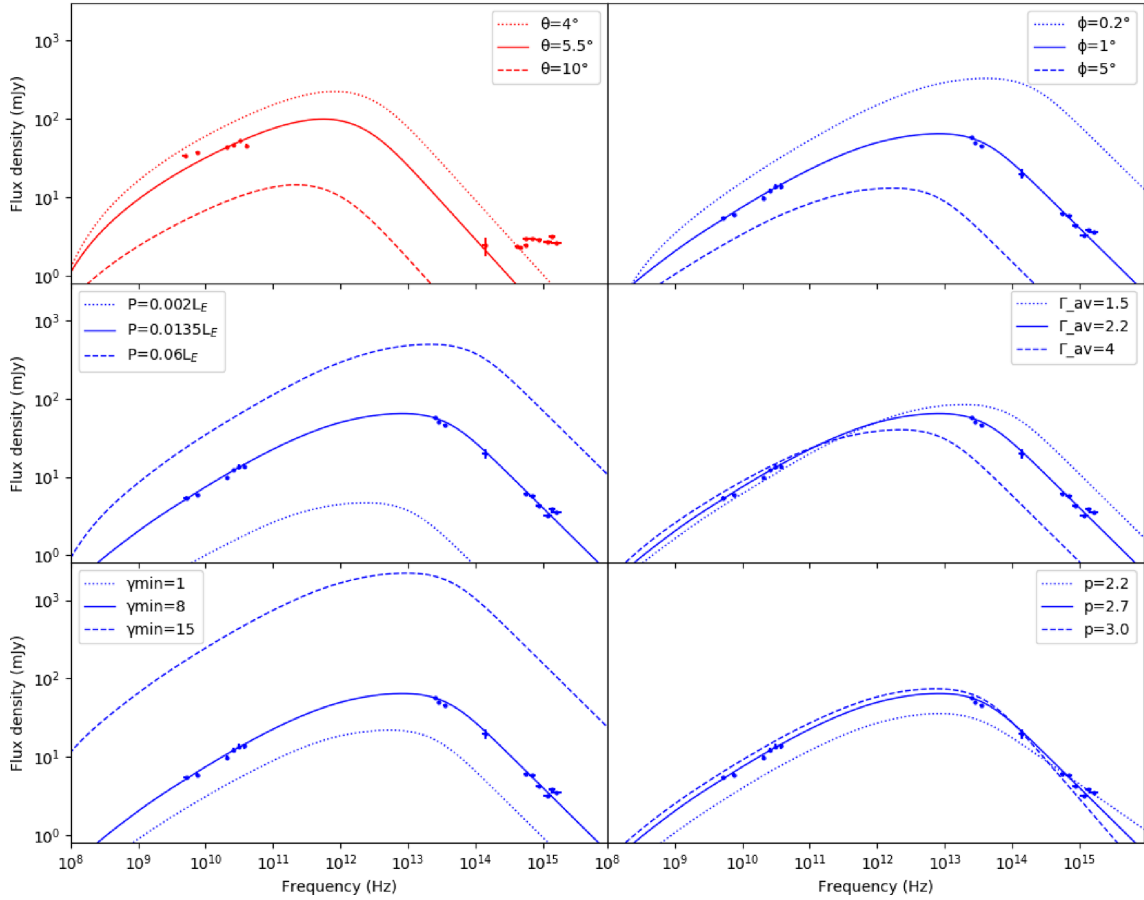


Figure 2. The effect of a number of the main model parameters on the September 17 (red, highest Γ_{av}) and September 26 (blue) calculated jet spectra. On each panel, a unique parameter is altered from the parameters displayed in Table 1 and in its caption. (Top left) the source inclination angle. This effect is not clearly visible on September 26 due to a too low value of Γ_{av} , thus we use the epoch with the highest Γ_{av} . (Top right) the jet opening angle, (Middle left) the jet power, (Middle right) the mean Lorentz factor of the ejected shells of matter, (Bottom left) the lower limit of the electron distribution and (Bottom right) the electron distribution index. The dotted lines show a range of input values.

ter ranges. In the last step, when a set of parameters is identified, we use ISHEM to compute the corresponding spectrum and compare it with the data. In general, the predictions of the analytic model are in good agreement with the simulations. It is important to notice that if no reasonable fit is found by shifting the initial synthetic SED, then the model is simply unable to reproduce the observations for any set of parameters since the shape of the SEDs are essentially defined by the power spectra of the input fluctuations.

3 RESULTS AND DISCUSSION

3.1 The minimal approach

As mentioned earlier, due to parameter degeneracies, there are a large number of parameter combinations that allow us to reproduce the observed evolutions of the SEDs shown in Fig. 3. Our approach was to try to explain this sequence by varying the minimum number of parameters across the five observations. As the mass of the central black, the distance to the source and the inclination are not likely to vary significantly over two months,⁴ these parameters were kept

⁴Inclination angles might actually change through jet precession. Here, we assume no precession.

fixed. Our first attempt aimed at reproducing the observed jet evolution with only one variable parameter. Unfortunately, explaining the sequence with only one variable parameter (e.g., varying only the jet power, Γ_{av} , or the jet opening angle) is not possible because it leads to simultaneous changes in both the flux normalization and the spectral break frequency, both increasing or both decreasing (see Fig. 2). Instead, Fig. 3 shows that we need the jet break frequency to increase when the flux decreases to follow the observed jet evolution during the outburst. This implies that we need to vary at least two parameters in order to reproduce the observed sequence. Since the jet power and the mean Lorentz factor are expected to significantly change during the outburst due to the variation of the accretion rate, we chose to try to reproduce the five dates of the outburst by varying P and Γ_{av} .

We chose to set the mass of the central black hole and the distance to the source to reasonable values of their acceptable intervals, namely $M = 10.3 M_{\odot}$ and $D = 5\text{kpc}$. These values were chosen during preliminary tests as they provided acceptable fit to the data. A wider range of masses and distances is explored in Section 4. Using observational constraints on the width of the H_{α} emission line together with estimate of the disc size obtained from spectral fit to the SED, Russell et al. (2014a) derived a relation between the mass, distance, and inclination of the source. With the mass and distance chosen above, we used this relation to fix the inclination

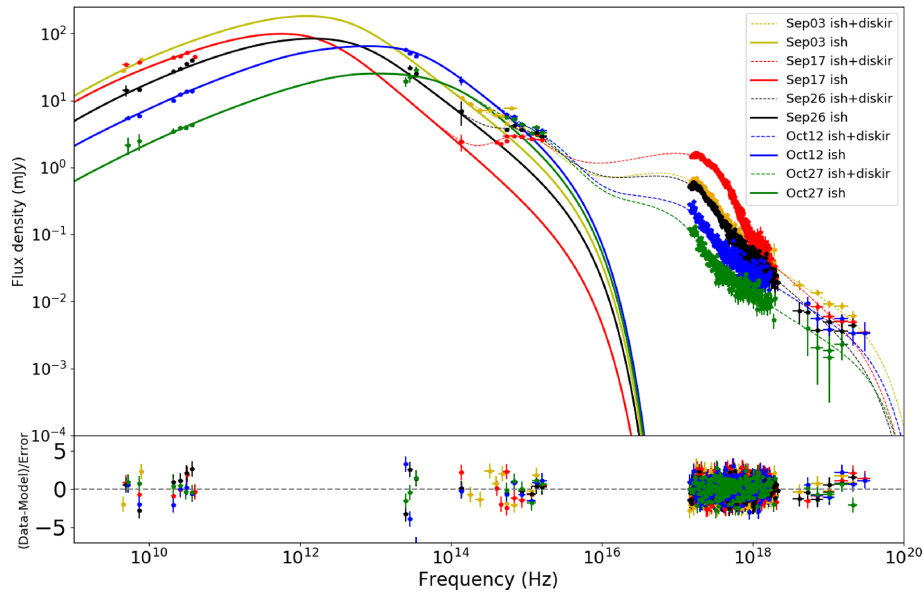


Figure 3. [Upper panel] The best-fit spectral energy distributions determined with XSPEC for five of the multi-wavelength observational epochs of MAXI J1836-194. Solid lines represent the jet contributions obtained with the **ish** model and extrapolated up to 20 eV. Dashed lines represent the **ish + diskir** models used to account for the accretion disc contribution. [Lower panel] Fit residuals obtained with XSPEC (in terms of sigmas with error bars of size one, **delchi** plots).

angle to 5.5° . These three parameters all respect the constraints established in Section 4. We obtained an electron distribution index of 2.7 by fitting the optically thin part of the observations; however, a somewhat steeper electron index of 2.9 was required to fit the data set of September 17. We chose to freeze the jet opening angle at $\phi = 1^\circ$, consistent with the $<2^\circ$ upper limit reported for Cyg X-1 jet in Stirling et al. (2001).

3.2 Model spectra

Fig. 3 compares our best-fit model SEDs to the observed data. As can be seen on this figure, the assumption that the jet fluctuations are driven by the X-ray PSDs leads to SED shapes that are very close to the observed ones. With only one exception (September 17), the simulated SEDs are compatible with the source radio spectra. They only depart from the observations in the NIR where the influence of the accretion disc becomes significant (particularly on September 17 and on September 26 where the source is in the HIMS). The discrepancy between model and data in the radio band could stem from our poor knowledge of the X-ray power spectra. Indeed, in our model, the shape of the radio part of the spectrum directly depends on the low frequencies of the PSD of the fluctuations where we do not have direct observation of the X-ray PSDs. The predicted radio flux is sensitive to our assumption of a flat noise extrapolation at frequencies below $1/512$ Hz. Also, the non-simultaneity and the radio variability (Russell et al. 2015) during the measurement period are possibly substantial sources of error.

When the source is in the hard state, we observe a brightening in the IR while the radio flux drops significantly. This causes the jet break to shift towards higher frequencies. On September 03 and 26 the break is around 10^{12} Hz while at the hardest epochs, on October 12 and 27, the break is near 10^{13} Hz. This is in qualitative agreement with the results of Russell et al. (2013, 2014b) especially in the hard state.

The September 17 epoch could be modelled by two different jet SEDs (see Fig. 4, described as first and second version) that are

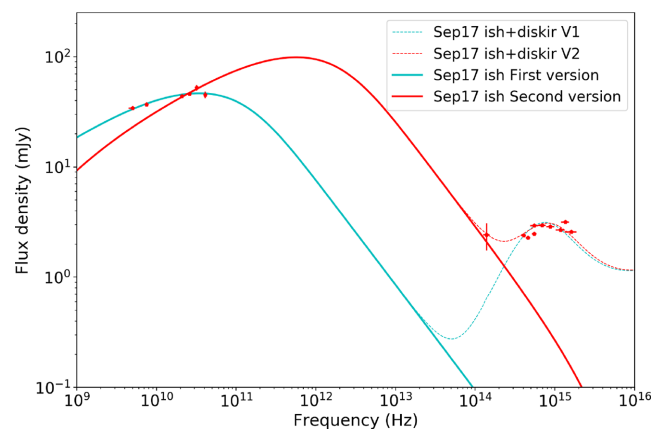


Figure 4. The two versions of the September 17 spectral energy distribution determined with XSPEC. Solid lines represent the jet contributions obtained with the **ish** model. Dashed lines represent the **ish + diskir** models. See Section 3.2.

statistically equivalent but that stand out from each other by the way they pass through the data points. The first version represents the best fit obtained with XSPEC when using all the data. It goes through every radio point but does not go through the NIR point causing the SED to peak at low frequency, near 2×10^{10} Hz. In the second version, we ignore the first two radio points to fit the NIR data point leading to a frequency peak situated near 10^{12} Hz. Since the first version of the fit required much more extreme physical parameters in order to produce the spectral turnover at cm wavelengths, notably in terms of mean Lorentz factor (where $\Gamma_{av} > 30$ was required, see Fig. 2), we decided to focus only on the second version of the fit.

3.3 The minimal scenario

The **diskir** parameters and reduced chi-squares associated with our best fits are listed in Table 1. We obtained reduced chi-squares

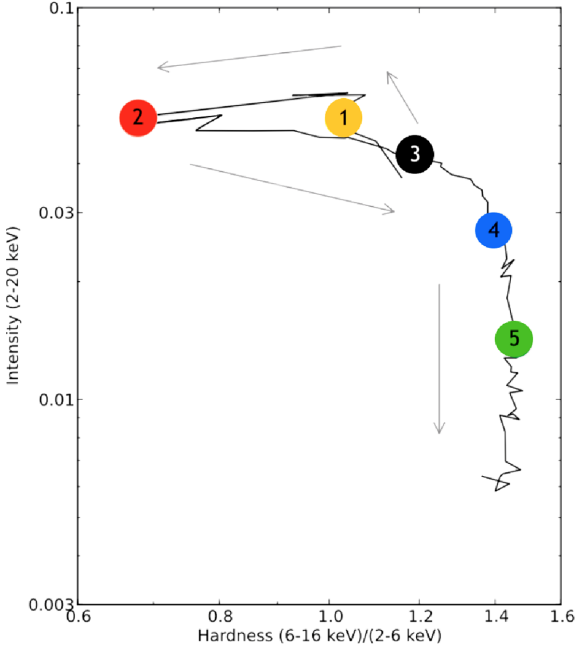


Figure 5. Hardness–Intensity diagram of the 2011 outburst of MAXI J1836-194 (adapted from Russell et al. 2013). 1:Sep 03, 2:Sep 17, 3:Sep 26, 4:Oct 12 & 5:Oct 27. The coloured circles use the same colour code as in Fig. 1, Figs. 2 and 3. The black line shows the temporal evolution in the direction of the arrows.

ranging from $\chi^2 = 0.82$ to $\chi^2 = 1.27$ that are practically equivalent to the ones obtained in Russell et al. (2014b). Although these values are good, it has to be noted that the goodness-of-fit measures are essentially dominated by the X-ray data (see lower panel of Fig. 3 which shows the fit residuals obtained for the five dates of the study.) The *diskir* parameters also appear to be nearly identical to the ones obtained in Russell et al. (2014b), notably the temperatures of the inner radius of the accretion disc. On the other hand, we tend to find different values of the logrout parameter (ratio of the outer disc radius in terms of the inner disc radius in logarithmic scale), especially on October 12 and October 27.

It is possible to estimate the mean value of the jet power for the five epochs of the outburst using the measured X-ray luminosities (see Drapeau et al. 2015, and references therein):

$$P \approx 43.6 \left[\frac{L_{X_{2-10\text{keV}}}}{L_E} \right]^{0.5} \text{ per cent } L_E. \quad (3)$$

These estimates are indicative only as we note that equation (3) is based on the model of Körding, Fender & Migliari (2006) involving several assumptions which are not necessarily true for MAXI J1836-194. Namely, this assumes that the accretion flow is radiatively inefficient, that the jet receives a constant fraction of the accretion power, and that the jet power and the X-ray luminosity are equal to each other at $L_X \sim 20$ per cent L_E . With $M = 10.3 M_\odot$ and $D = 5$ kpc, we computed the five 2-10keV X-ray luminosities using XSPEC (see Table 1) and ended up with a range of luminosities going from 0.05 per cent L_E to 0.36 per cent L_E which results in a 0.96–2.62 per cent L_E interval for the jet power to compare our results with.

We obtain five parameter sets in which the jet power and the mean Lorentz factor both increase with the source luminosity. The associated parameters and the goodness-of-fit are listed in Table 1. Keeping the minimum energy of the electrons γ_{\min} frozen to unity

implied jet kinetic powers that could be much larger than the estimates of ~ 2.62 per cent L_E provided by equation (3). We thus used higher values of γ_{\min} in order to lower P (see Table 1). However, setting γ_{\min} too high can remove the particles that produce the synchrotron emission at frequencies of interest (typically when the leptons at energy γ_{\min} emit photons with frequency higher than the synchrotron self-absorption turnover frequency). We checked that the shape of the predicted SEDs is not affected as long as γ_{\min} is below 8. If γ_{\min} is set to 8 rather than 1, the required jet power is divided by a factor of 2–3 and remains below 25 per cent L_E . The jet power values obtained for $\gamma_{\min} = 8$ and $\gamma_{\min} = 1$ are listed on the third and fourth row of Table 1. In the end, we obtained jet powers ranging from 0.3 to 24.5 per cent L_E and Γ_{av} values ranging from 1.05 to 17 for the five epochs of the study ($P = 24.5$ per cent L_E and $\Gamma_{\text{av}} = 17$ being reached in the HIMS on September 17, see Fig. 5). The maximum jet power value, $P = 24.5$ per cent L_E , still represents more or less 70 times the observed X-ray luminosity and consequently requires 70 times more accretion power put into the jets than radiated away in the disc. This raises some issues for accretion disc models since an insufficiently heated disc results in a X-ray spectrum dominated by thermal emission which is inconsistent with the power-law shaped spectrum we observe. Moreover, the jet power in the hard state (HIMS here) should be released as radiative power in the soft state where the jet is quenched and the accretion flow radiatively efficient. If the jet power is $P \approx 70L_X$ in the hard state, it implies that the X-ray luminosity should sharply increase by a factor of 70 during state transitions. However, such jumps of X-ray luminosity during transitions have never been observed.

We failed to find any reasonable parameter set for the three epochs of September by varying together only the jet power and the jet opening angle as they would be unable to sufficiently shift the spectra without using extreme values, namely, super-Eddington luminosities and $\phi > 60^\circ$. We were also unable to reproduce the data with lower jet powers or lower mean Lorentz factors, because it either required unrealistic values for the other parameters or increased the number of free parameters.

4 PARAMETER SPACE

We have shown that jet emission powered by internal shocks driven by the accretion flow variability can provide a good description of the broadband data of MAXI J1836-194 (Section 3). However, due to the large parameter degeneracy, it is not possible to simultaneously constrain all of the model parameters. Instead, only the jet power and average jet Lorentz factor were allowed to vary while fitting the five data sets, where the other parameters were kept fixed at reasonable values. This notably led to jet power values that exceed the estimation of equation (3).

In this section, we explore in more detail the parameter space allowed by the data by changing the values of opening angle, mass, distance, and inclination angle. Note that those parameters remain fixed from one observation to another. The main objective being to find fitting parameter sets using smaller Γ_{av} and jet power values.

4.1 Opening angle

We first examine how the jet opening angle and the jet power vary with the mean Lorentz factor, in particular for the first three observations of the outburst. We seek to reduce the interval of Γ_{av} (1.05 to 17) obtained in Table 1 down to a more reasonable range, namely with a maximum $\Gamma_{\text{av}} \lesssim 10$. Fig. 6 shows the required values for ϕ

Table 1. Main parameters of the simulations along with the **diskir** parameters obtained with XSPEC for a black hole mass of $10.3 M_{\odot}$, a distance to the source $D = 5$ kpc, an inclination angle $\theta = 5.5^{\circ}$, and an opening angle $\phi = 1^{\circ}$. nH represents the X-ray absorption in terms of hydrogen column density, \logrout represents the \log_{10} of the outer radius in terms of inner radius (minimum value when $\logrout = 3$), and K refers to the normalization. The electron temperature is here frozen at 100 keV, the IR/optical/UV extinction, $E(B-V)$, at 0.53, and the jet high-frequency cut-off is set to 20 eV due to lack of constraints (same as Russell et al. 2014b, for the last two parameters). Jet powers for $\gamma_{\min} = 1$ were calculated with slightly higher Γ_{av} s. The $L_{X2-10\text{keV}}$ luminosities were computed with XSPEC and P equation (3) refers to the jet power estimations obtained for these luminosities using equation (3). The second part of the table represents the reasonable mean Lorentz factors and jet powers we obtained studying the parameter space (see Section 4).

	September 03	September 17	September 26	October 12	October 27
Spectral state	Hard	HIMS	HIMS	Hard	Hard
Γ_{av}	10.8	17	7.7	2.2	1.05
$P(L_E)$ for $\gamma_{\min} = 8$	0.135	0.245	0.042	0.0135	0.003
$P(L_E)$ for $\gamma_{\min} = 1$	0.324	0.758	0.099	0.03	0.007
p	2.7	2.9	2.7	2.7	2.7
nH ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	$0.197^{+0.017}_{-0.016}$	$0.286^{+0.008}_{-0.008}$	$0.231^{+0.025}_{-0.023}$	$0.310^{+0.016}_{-0.016}$	$0.394^{+0.143}_{-0.052}$
kT_{disk} (keV)	$0.239^{+0.007}_{-0.007}$	$0.429^{+0.006}_{-0.004}$	$0.232^{+0.011}_{-0.012}$	$0.104^{+0.006}_{-0.007}$	$0.103^{+0.026}_{-0.024}$
Power-law index	$1.735^{+0.037}_{-0.034}$	$1.957^{+0.062}_{-0.054}$	$1.961^{+0.358}_{-0.312}$	$1.743^{+0.041}_{-0.038}$	$1.738^{+0.081}_{-0.053}$
\logrout	$4.085^{+0.224}_{-0.208}$	$4.209^{+0.101}_{-0.109}$	$3.938^{+0.163}_{-0.156}$	$3.000^{+0.338}_{-0.338}$	$3.332^{+0.501}_{-0.332}$
K ($\times 10^3$)	$20.511^{+3.778}_{-3.142}$	$7.326^{+0.633}_{-0.574}$	$19.810^{+7.731}_{-4.971}$	$92.414^{+25.959}_{-18.475}$	$92.037^{+129.925}_{-33.629}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	529.31/444	581.25/490	389.62/478	419.58/331	264.17/275
$L_{X2-10\text{keV}}$ (L_E)	0.0021	0.0036	0.0016	0.001	0.0005
P equation (3) (L_E)	0.0198	0.0262	0.0175	0.0141	0.0096
Γ_{avF}	10.45	16	7.55	2.15	1.045
P_F	0.047	0.039	0.0212	0.0114	0.0026

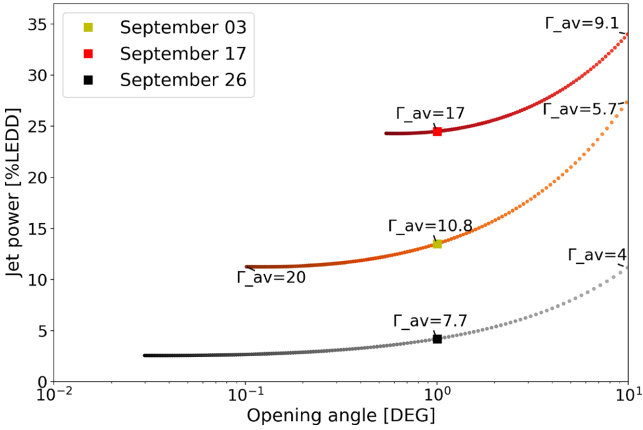


Figure 6. Evolution of the jet power and of the jet opening angle as a function of the mean Lorentz factor for the three first dates of the outburst. Each point represents a parameter set that matches the observations. The colour gradients illustrate the increase of Γ_{av} . The squares depict the parameters we obtained in Section 3.

and P when Γ_{av} is varying from 1.1 to 20. All the other parameters were kept at the same values as in Table 1. In this figure, each point corresponds to a parameter set that fits the multi-wavelength observations. We show that the decrease of the mean Lorentz factor directly implies to the increase of the opening angle to compensate for the frequency shift (see Fig. 2) and inevitably to the increase of jet powers in order to maintain the correct fluxes. Allowing the opening angle to increase up to the upper limit of its acceptable range, namely about 10° , it is possible to reduce the Γ_{av} interval to 1.05–9.1 (see Table 2). However, since our main goal is also to approach the 0.96–2.62 per cent L_E jet power interval, such an increase in the values of the jet power turns out to be a very undesirable effect.

Table 2. Possible reduction of Γ_{av} values using wider opening angles and more powerful jets. Values between square brackets refer to the parameters displayed in Table 1.

	Γ_{av}	ϕ	$P(L_E)$
September 03	5.7 [10.8]	9.77° [1°]	0.273 [0.135]
September 17	9.1 [17]	9.91° [1°]	0.34 [0.245]
September 26	4 [7.7]	9.88° [1°]	0.112 [0.042]

4.2 Mass, distance, and inclination angle

We now seek to reduce our values of jet power by studying how the jet opening angle and the jet power values change when modifying the last three remaining main parameters of the simulation which are the mass of the black hole, the distance to the source, and the inclination angle. We first derive below some observational constraints on these parameters in order to reduce the search space.

4.2.1 Inclination angle

The inclination angle of MAXI J1836–194 can be directly estimated from the measure of the **diskir** \logrout parameter (see 3.3 hereafter referred as y) following equation (1) of Russell et al. (2014a):

$$\sin\theta = v_{\text{out}} \sqrt{\frac{10^y R_{\text{in}}}{GM}} = v_{\text{out}} \sqrt{\frac{R_{\text{out}}}{GM}}, \quad (4)$$

where v_{out} represents the rotational velocity of the outer disc, R_{in} the physical inner disc radius and R_{out} the physical outer disc radius. Assuming $R_{\text{in}} = R_{\text{ISCO}}$ on the softest date of the outburst as in Russell et al. (2014b) (see Miller et al. 2006; Reis, Fabian & Miller 2010), with $R_{\text{ISCO}} = 6\mu GM/c^2$ (μ depends on the black hole spin: $\mu = 1$ for a Schwarzschild black hole and $\mu = 1/6$ for an extreme Kerr black hole, we obtain:

$$\sin\theta = \frac{v_{\text{out}}}{c} \sqrt{10^y 6\mu} = \frac{v_{\text{out}}}{c} \sqrt{R_{\text{out}}/R_{\text{in}} 6\mu}. \quad (5)$$

Russell et al. (2014a) found that the Keplerian velocity of the disc ring that gives the highest H_{α} contribution could be used as a good approximation of the velocity of the outer disc and thus estimated $v_{H_{\alpha}} = v_{\text{out}} = 130 \text{ km s}^{-1}$. However, since the disc ring is not necessarily at the outer edge of the accretion disc, we rather consider $v_{H_{\alpha}}$ as an upper limit, namely $v_{H_{\alpha}} = 130 \text{ km s}^{-1} \geq v_{\text{out}}$. Similarly, the Sep 17 data set (softest of the data epochs studied, see Fig. 5) is in the hard-intermediate state, therefore the physical inner radius is most likely further from the ISCO. In the hard state, the disc is likely truncated at about 50–100 gravitational radii (Gilfanov 2010), thus choosing an intermediate value of $10r_g$ in the HIMS we have: $R_{\text{in}} = fR_{\text{ISCO}}$, with $1 \leq f \leq 10$. Equation (5) then simply becomes:

$$\sin\theta = \frac{v_{\text{out}}}{c} \sqrt{10^y 6f\mu} = \frac{v_{\text{out}}}{c} \sqrt{R_{\text{out}}/R_{\text{in}} 6f\mu}. \quad (6)$$

On this basis, we are only able to determine the upper limit of the inclination angle corresponding to the case where $v_{\text{out}} = 130 \text{ km s}^{-1}$ and $f\mu = 10$ ($R_{\text{in}} = 10R_{\text{ISCO}}$ for a Schwarzschild black hole). With $y = 4.209$ (see Table 1), it leads to $\theta \leq 25.29^\circ$.

4.2.2 Mass–distance relations

Knowing the inclination angle, it is then possible to derive a relation between the mass of the black hole and the distance to the source from the measure of the **diskir** normalization parameter K . It is defined as follows: $K = (r_{\text{in}})^2 (10/D_{\text{kpc}})^2 \cos\theta$, where r_{in} represents the apparent inner disc radius, related to the physical inner disc radius according to $R_{\text{in}} \approx 1.19r_{\text{in}}$ (Shimura & Takahara 1995; Kubota et al. 1998; Soria 2007), and D_{kpc} the distance in kiloparsec units. Assuming $R_{\text{in}} = fR_{\text{ISCO}}$, it becomes:

$$\frac{M}{M_{\odot}} = \sqrt{\frac{K}{\cos\theta}} \frac{D_{\text{kpc}} 1.19c^2}{60f\mu GM_{\odot}}. \quad (7)$$

With $K = 7326$ (see Table 1), it results in the following mass–distance relation:

$$0.14 \frac{M}{M_{\odot}} \leq D_{\text{kpc}} \leq 8.33 \frac{M}{M_{\odot}}. \quad (8)$$

It is also possible to determine the mass–distance relation using the constraints on the luminosities required for the source to transit from the hard state to the HIMS (and vice versa). Dunn et al. (2010) showed that the hard to HIMS state transition in black hole binaries occurs for bolometric disc luminosities (disc + high energy power law⁵) larger than 1 per cent L_{Edd} (see fig. 10, lower panel). Therefore, assuming that the softest point of MAXI J1836-194 outburst is > 1 per cent L_{Edd} , we can write:

$$\frac{L}{L_{\text{Edd}}} = \frac{F 4\pi D_{\text{cm}}^2}{1.26 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}}} > 0.01 \quad (9)$$

with F the 0.1–100 keV flux expressed in $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (calculated from the XSPEC models) and D_{cm} the distance expressed in cm. Using $F = 8.28 \cdot 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, we get $D_{\text{kpc}}^2 > 1.27 \frac{M}{M_{\odot}}$ which is more constraining than the left-hand side of equation (8).

4.2.3 Parameter map

To study the impact of the distance and of the inclination angle on the jet power, we create a parameter map (see Fig. 7) that shows

the fitting values of jet power and opening angle calculated with equations (1) and (2) when modifying D and θ on the September 17 data set. The main purpose is to identify, on the epoch requiring the highest jet power, an area of parameter space for which the jet power can be reduced down to the estimations obtained with equation (3). In order to scan a large part of the parameter space, we use distances ranging from 3.62 kpc (lower limit found using $D_{\text{kpc}}^2 > 1.27 \frac{M}{M_{\odot}}$) to 10 kpc and inclination angles ranging from 0° to 25.29° , setting the black hole mass to $10.3 M_{\odot}$. In Fig. 7, we show that the intervals of distance and inclination angle proposed in Russell et al. (2014a,b) inevitably lead to jet powers that are at least two times higher than the estimations (orange area) or even super-Eddington (hatched area) for high D and high θ . On the contrary, jet power values compatible with the estimations (green area) are obtained using low inclination angles and low distances (excluding the values that do not respect the constraints we found using equations (5), (8), and (9) in dark grey) that can be inferior to the lower limits of those intervals. Allowing – arbitrarily – the jet power to attain twice the value of $P_{\text{Eq. 3}}$, we can obtain reasonable parameter sets for distances ranging from 3.6kpc to 5.8kpc and inclination angles that are lower than 3° , with $M = 10.3 M_{\odot}$. Keeping the opening angle set to 1° but decreasing the inclination angle value down to 1° and the distance down to 4.7kpc, we were able to make a new tracking of the compact jet evolution during the 2011 outburst using reasonable jet power values (see the last two rows of Table 1). In this new parameter set, we obtained jet power values ranging from 0.26 per cent L_E to 4.40 per cent L_E and a mean Lorentz factor interval of 1.045–16. The jet evolution is also reproduced with Γ_{av} and P increasing with the source luminosity, in the hard state at least, since the maximum jet power is no longer attained on September 17 but on September 03.

In a toy model proposed in order to explain MAXI J1836-194 odd $L_X \propto L_R^{-1.8}$, Russell et al. (2015) suggested that the distance to the source should be superior to 8 kpc. In this model, the authors investigated the possibility that variable relativistic beaming was responsible for the steep correlation. According to fig. 9 of Russell et al. (2015), the variable Doppler boosting cannot account for the odd 1.8 correlation for distances lower than 8 kpc since it would sometimes require boosting and deboosting at other times which is not expected with such very low inclination angles. In our case, we see that the maximum distances that can be reached for this specific black hole mass are below the 8 kpc threshold and are paired with inclination angles that are lower than 2° . Interestingly we show, in Fig. 8, that increasing the mass of the central black hole up to $M = 20 M_{\odot}$ can shift the very limited region of interest toward the high distances and high opening angles so that we can reach the 8–10 kpc interval suggested by Russell et al. (2015). However, such a scenario implies even lower inclination angles. In both scenarios, the use of low inclination angles makes MAXI J1836-194 a strong microblazar candidate.

5 CONCLUSION

In this paper, we have presented a method to fit the multi-wavelength emission of jets in microquasars. The apparent small angle between the compact jet of the black hole candidate MAXI J1836-194 and the line of sight, along with the availability of excellent multi-wavelength observations made this source an ideal candidate for our study. The main result of this work is that an internal shock model in which the shocks are driven by the accretion flow variability can successfully reproduce the SEDs of the compact jet of MAXI J1836-194 for five observational epochs during its 2011 outburst.

⁵In Russell et al. (2014b) only the disc luminosity is taken into account, leading to a different mass–distance relation.

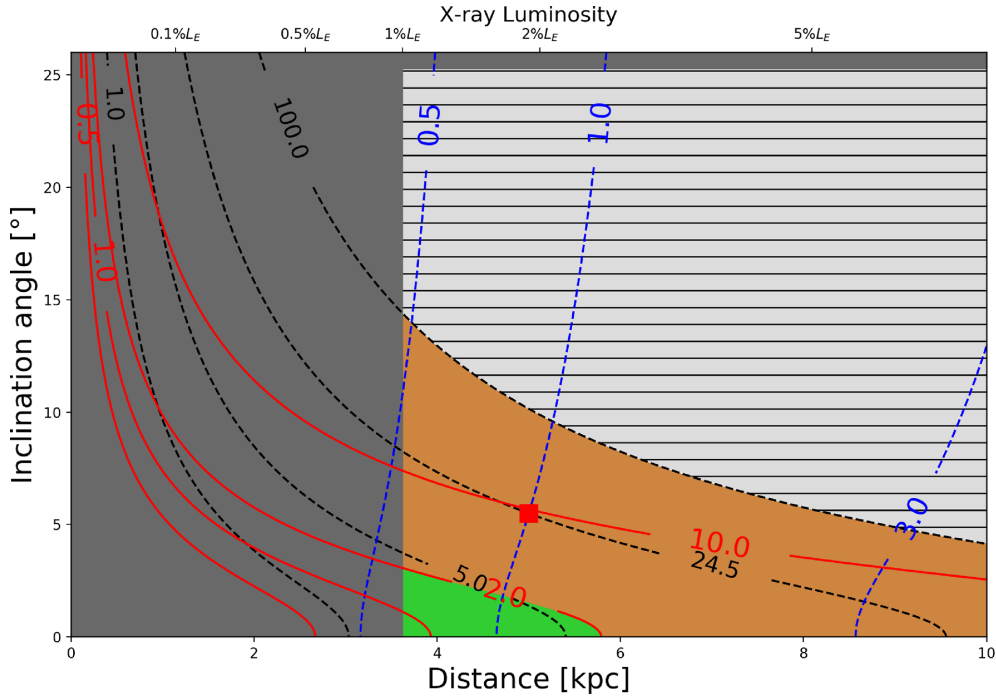


Figure 7. Parameter map showing the evolution of the jet power and of the jet opening angle as a function of the distance and the inclination angle for $M = 10.3 M_{\odot}$ on the softest data set of the outburst (September 17). Black dashed contours represent jet power values in Eddington units, blue dashed contours represent opening angle values in degrees and red solid contours correspond to the ratio between P and $P_{Eq,3}$. The hatched area represents the super-Eddington domain ($P > 100$ per cent L_E) while the dark grey zones depict the excluded values of distance and inclination angle obtained from equations (6) and (9). The green area corresponds to the jet power values that follows the equation (3) estimation and the orange area corresponds to jet power values that are higher than $2^*P_{Eq,3}$. The red square represents the parameters from Table 1.

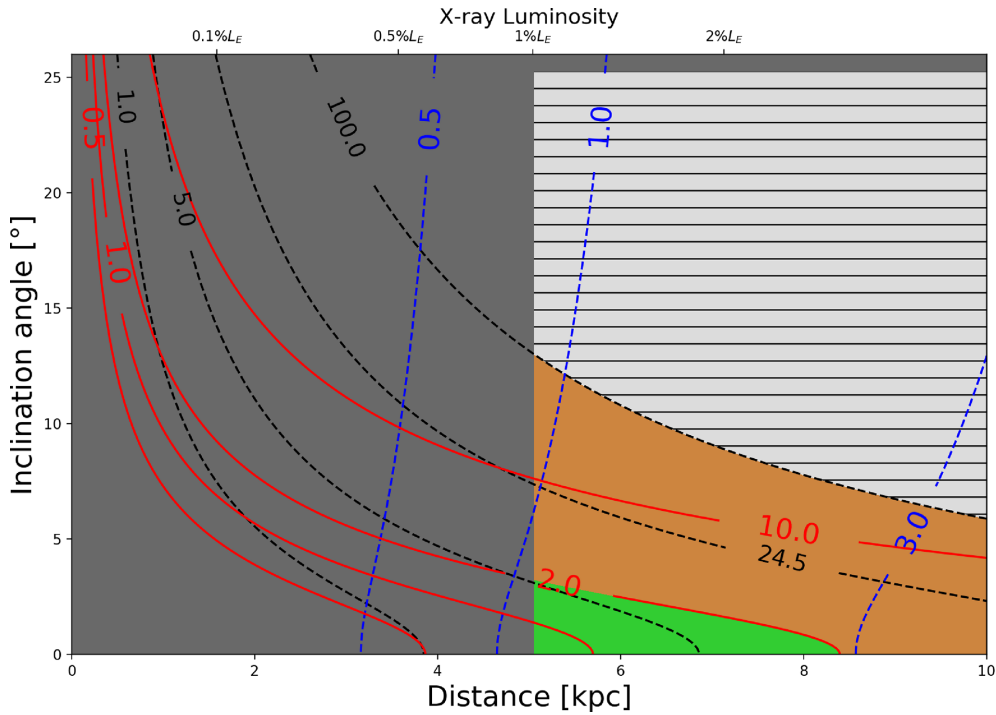


Figure 8. Parameter map showing the evolution of the jet power and of the jet opening angle as a function of the distance and the inclination angle for $M = 20 M_{\odot}$ on the softest dataset of the outburst (September 17). The colours and lines are the same as Fig. 7.

Our model is able to produce the observed shift of the jet break (e.g. Russell et al. 2013, 2014b) in the SEDs by varying the jet bulk Lorentz factor. The variation of the jet break with the source hardness has been seen in other sources as well (e.g., in MAXI J1659-152 where the break was at even lower frequencies when this source was even softer van der Horst et al. 2013; Koljonen et al. 2015).

We showed that the evolution of the jet through the hard and hard-intermediate state could not be fitted with only one variable parameter but with at least two parameters. We obtained consistent fits by varying the jet power together with the jet mean Lorentz factor, with both parameters increasing with the luminosity. This result corroborates the toy model suggested in Russell et al. (2015) to explain MAXI J1836-194 peculiar radio/X-ray correlation ($L_X \propto L_R^{\sim 1.8}$) with variable relativistic boosting requiring the jet mean Lorentz factor to increase with the source luminosity (although, while their toy model could work for MAXI J1836-194, it could not for all other systems; Russell et al. 2015). The values of the jet bulk Lorentz factors in our minimal scenario are quite large with a maximum of $\Gamma_{av} = 17$ being reached on September 17 when the source had the lowest hardness (HIMS). For the hard state epochs, the values appear similar to those suggested by Russell et al. (2015), $\Gamma_{av} \sim 1 - 2$. Fender, Belloni & Gallo (2004) suggested that the jet bulk Lorentz factor increases as a black hole XRB softens over the hard to soft state transition (see their figure 7, lower panel). The results here seem to support this scenario. As for the jet power values, they largely exceed the estimations obtained with equation (3) on the first three epochs. The maximum being also reached on September 17 with $P = 24.5$ per cent L_E .

However, we showed that this scenario is not unique due to the degeneracy of the parameters of the ISHEM model. By allowing a free jet opening angle, the interval of mean Lorentz factors could be 1.05–9.1 using wider and more powerful jets. Our in-depth exploration of the parameter space performed in order to reduce the jet power interval led to the determination of a very constrained region where the jet powers are comparable to the X-ray luminosities and in agreement with phenomenological estimates. Reaching it implies to use low distances, low opening angles, and particularly low inclination angles. We managed to reduce the jet power interval down to 0.26–4.40 per cent L_E with the maximum no longer being reached on September 17 but on September 03, most likely due to the steeper electron energy distribution found on September 17 associated to a very low inclination angle. This suggests that the increase of the jet power with the source luminosity occurs at least in the hard state. The maximum value of the mean Lorentz factor is reduced to $\Gamma_{av} = 16$. Using a more massive central black hole, we also showed that it is possible to shift this limited region towards higher distances which appear to be required to explain the odd $L_X \propto L_R^{\sim 1.8}$ behaviour.

Finally, we have determined a very narrow region of the parameter space in which we can use acceptable jet power values and parameters that respect all the physical constraints. To track the compact jet evolution through the 2011 outburst, we only need to vary two parameters: the jet power and the mean Lorentz factor. The latter increases with the source luminosity and decreases with the source hardness for the five epochs of the study with a maximum value of $\Gamma_{av} = 16$. As for the jet power, it seems to follow this behaviour in the hard state at least. Obtaining reasonable jet powers at all epochs requires very small jet inclinations, of a few degrees at most. This confirms that MAXI J1836-194 could be a microblazar and explains the compact jet dominance up to the IR-optical. Future tests of the model against other black hole X-ray binaries data

will help to establish whether our inferred evolution of jet Lorentz factor during the outburst can be generalised to other objects. This kind of studies requires multi-wavelength monitoring throughout an outburst with good coverage not only in radio and X-rays but also in optical, IR, and sub-mm bands.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work is part of the CHAOS project ANR-12-BS05-0009 supported by the French Research National Agency (<http://www.chaos-project.fr>). It was made possible thanks to the support from the Programme National Hautes Energies (PNHE) in France and from the OCEVU Labex (ANR-11-LABX-0060) and the A*MIDEX project (ANR-11-IDEX-0001-02) funded by the Investissement d’Avenir French government program managed by the Agence Nationale de la Recherche (ANR). This research has made use of data obtained from the High Energy Astrophysics Science Archive Research center (HEASARC), provided by NASA’s Goddard Space Flight Center. Stéphane Corbel and Jerome Rodriguez acknowledge financial support from the UnivEarthS Labex program of Sorbonne Paris Cité (ANR-10-LABX-0023 and ANR-11-IDEX-0005-02). Thomas D. Russell acknowledges support from the Netherlands Organisation for Scientific Research (NWO) Veni Fellowship, grant number 639.041.646.

REFERENCES

- Arnaud K. A., 1996, in Jacoby G. H., Barnes J., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V*. p. 17
- Bell A. R., 1978, *MNRAS*, 182, 147
- Blandford R. D., Königl A., 1979, *ApJ*, 232, 34
- Blandford R. D., Payne D. G., 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Brockspoll C., Bandyopadhyay R. M., Fender R. P., 2004, *New Astron.*, 9, 249
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
- Casella P. et al., 2010, *MNRAS*, 404, L21
- Chaty S., Dubus G., Raichoor A., 2011, *A&A*, 529, A3
- Corbel S., Fender R. P., 2002a, *ApJ*, 573, L35
- Corbel S., Fender R. P., 2002b, *ApJ*, 573, L35
- Corbel S., Fender R. P., Tzioumis A. K., Nowak M., McIntyre V., Durouchoux P., Sood R., 2000, *A&A*, 359, 251
- Corbel S. et al., 2013, *MNRAS*, 431, L107
- Drappeau S., Malzac J., Belmont R., Gandhi P., Corbel S., 2015, *MNRAS*, 447, 3832
- Drappeau S. et al., 2017, *MNRAS*, 466, 4272
- Dunn R. J. H., Fender R. P., Körding E. G., Belloni T., Cabanac C., 2010, *MNRAS*, 403, 61
- Fender R. P., Pooley G. G., Durouchoux P., Tilanus R. P. J., Brockspoll C., 2000, *MNRAS*, 312, 853
- Fender R. P., Belloni T. M., Gallo E., 2004, *MNRAS*, 355, 1105
- Ferrigno C., Bozzo E., Del Santo M., Capitanio F., 2012, *A&A*, 537, L7
- Gallo E., Fender R. P., Pooley G. G., 2003, *MNRAS*, 344, 60
- Gandhi P. et al., 2011, *ApJ*, 740, L13
- Gierliński M., Done C., Page K., 2008, *MNRAS*, 388, 753
- Gilfanov M., 2010, in Belloni T., ed., *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag Vol. 794, Lecture Notes in Physics, Springer Verlag, Berlin. p. 17([arXiv:0909.2567](https://arxiv.org/abs/0909.2567))
- Gleissner T. et al., 2004, *A&A*, 425, 1061
- Heinz S., Merloni A., 2004, *MNRAS*, 355, L1
- Houck J. C., Denicola L. A., 2000, in Manset N., Veillet C., Crabtree D., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 216, Astronomical Data Analysis Software and Systems IX*. p. 591
- Jahoda K., Markwardt C. B., Radeva Y., Rots A. H., Stark M. J., Swank J. H., Strohmayer T. E., Zhang W., 2006, *ApJS*, 163, 401

- Jana A., Debnath D., Chakrabarti S. K., Mondal S., Molla A. A., 2016, *ApJ*, 819, 107
- Koljonen K. I. I. et al., 2015, *ApJ*, 814, 139
- Körding E. G., Fender R. P., Migliari S., 2006, *MNRAS*, 369, 1451
- Krymskii G. F., 1977, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234, 1306
- Kubota A., Tanaka Y., Makishima K., Ueda Y., Dotani T., Inoue H., Yamaoka K., 1998, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 50, 667
- Malzac J., 2013, *MNRAS*, 429, L20
- Malzac J., 2014, *MNRAS*, 443, 299
- Markoff S., Falcke H., Fender R., 2001, *A&A*, 372, L25
- Markoff S., Nowak M. A., Wilms J., 2005, *ApJ*, 635, 1203
- Miller-Jones J. C. A., Fender R. P., Nakar E., 2006, *MNRAS*, 367, 1432
- Miller J. M., Homan J., Steeghs D., Rupen M., Hunstead R. W., Wijnands R., Charles P. A., Fabian A. C., 2006, *ApJ*, 653, 525
- Negoro H. et al., 2011, *The Astronomer's Telegram*. p. 3611
- Plant D. S., Fender R. P., Ponti G., Muñoz-Darias T., Coriat M., 2015, *A&A*, 573
- Rau A., Greiner J., Sudilovsky V., 2011, *The Astronomer's Telegram*. p. 3619
- Reis R. C., Fabian A. C., Miller J. M., 2010, *MNRAS*, 402, 836
- Russell T. D., Soria R., Motch C., Pakull M. W., Torres M. A. P., Curran P. A., Jonker P. G., Miller-Jones J. C. A., 2014a, *MNRAS*, 439, 1381
- Russell T. D., Soria R., Miller-Jones J. C. A., Curran P. A., Markoff S., Russell D. M., Sivakoff G. R., 2014b, *MNRAS*, 439, 1390
- Russell T. D. et al., 2015, *MNRAS*, 450, 1745
- Russell D. M. et al., 2013, *ApJ*, 768, L35
- Shimura T., Takahara F., 1995, *ApJ*, 445, 780
- Soria R., 2007, *Ap&SS*, 311, 213
- Stirling A. M., Spencer R. E., de la Force C. J., Garrett M. A., Fender R. P., Ogley R. N., 2001, *MNRAS*, 327, 1273
- van der Horst A. J. et al., 2013, *MNRAS*, 436, 2625
- Wilms J., Allen A., McCray R., 2000, *ApJ*, 542, 914
- Zdziarski A. A., Paul D., Osborne R., Rao A. R., 2016, *MNRAS*, 463, 1153

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

A.2 En tant que co-auteur

A jet model for the fast IR variability of the black hole X-ray binary GX 339-4

Julien Malzac,^{1*} Maithili Kalamkar,² Federico Vincentelli,^{2,3,4} Alexis Vue,¹ Samia Drappeau,¹ Renaud Belmont,¹ Piergiorgio Casella,² Maïca Clavel,⁵ Stéphane Corbel,⁶ Mickaël Coriat,¹ Damien Dornic,⁷ Jonathan Ferreira,⁵ Gilles Henri,⁵ Thomas J. Maccarone,⁸ Alexandre Marcowith,⁹ Kieran O’Brien,¹⁰ Mathias Péault,¹ Pierre-Olivier Petrucci,⁵ Jérôme Rodriguez,⁶ David M. Russell¹¹ and Phil Uttley¹²

¹IRAP, Université de Toulouse, CNRS, UPS, CNES, Toulouse, France

²INAF-Osservatorio Astronomico di Roma, Via Frascati 33, I-00040 Monteporzio Catone, Italy

³DiSAT, Università degli Studi dell’Insubria, Via Valleggio 11, I-22100 Como, Italy

⁴INAF – Osservatorio Astronomico di Brera Merate, via E. Bianchi 46, I-23807 Merate, Italy

⁵Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

⁶Laboratoire AIM, UMR 7158, CEA/CNRS/Université Paris Diderot, CEA DRF/IRFU/DAP, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

⁷CPPM, CNRS/IN2P3 – Université de Méditerranée, 163 avenue de Luminy, F-13288 Marseille Cedex 09, France

⁸Department of Physics and Astronomy, Texas Tech University, Lubbock, TX, 79409-1051, USA

⁹Laboratoire Univers et particules de Montpellier, Université Montpellier/CNRS, place E. Bataillon, cc072, F-34095 Montpellier, France

¹⁰Department of Physics, Durham University, South Road, Durham, DH1 3LE, UK

¹¹New York University Abu Dhabi, PO Box 129188, Abu Dhabi, UAE

¹²Astronomical Institute Anton Pannekoek, University of Amsterdam, Science Park 904, NL-1098XH Amsterdam, Netherlands

Accepted 2018 July 23. Received 2018 July 20; in original form 2018 May 29

ABSTRACT

Using the simultaneous Infra-Red (IR) and X-ray light curves obtained by Kalamkar et al., we perform a Fourier analysis of the IR/X-ray timing correlations of the black hole X-ray binary (BHB) GX 339-4. The resulting IR vs X-ray Fourier coherence and lag spectra are similar to those obtained in previous studies of GX 339-4 using optical light curves. In particular, above 1 Hz, the lag spectrum features an approximately constant IR lag of about 100 ms. We model simultaneously the radio to IR Spectral Energy Distribution (SED), the IR Power Spectral Density (PSD), and the coherence and lag spectra using the jet internal shock model ISHEM assuming that the fluctuations of the jet Lorentz factor are driven by the accretion flow. It turns out that most of the spectral and timing features, including the 100-ms lag, are remarkably well-reproduced by this model. The 100-ms time-scale is then associated with the travel time from the accretion flow to the IR emitting zone. Our exploration of the parameter space favours a jet which is at most mildly relativistic ($\Gamma < 3$), and a linear and positive relation between the jet Lorentz factor and X-ray light curve i.e. $\Gamma(t) - 1 \propto L_X(t)$. The presence of a strong Low-Frequency Quasi-Periodic Oscillation (LFQPO) in the IR light curve could be caused by jet precession driven by Lense–Thirring precession of the jet-emitting accretion flow. Our simulations confirm that this mechanism can produce an IR LFQPO similar to that observed in GX 339-4.

Key words: accretion, accretion discs – black hole physics – shock waves – stars: jets – infrared: stars – X-rays: binaries.

1 INTRODUCTION

GX 339-4 is a recurrent black-hole X-ray binary transient which is known to exhibit fast sub-second variability (broad-band noise and Quasi-periodic Oscillations, QPO) over a broad multiwavelength range from X-rays to Optical and Infra-Red (OIR) bands

* E-mail: julien.malzac@irap.omp.eu

(Motch, Ilovaisky & Chevalier 1982; Casella et al. 2010, hereafter C10; Gandhi et al. 2010, hereafter G10; Motta et al. 2011; Gandhi et al. 2011; Kalamkar et al. 2016, hereafter K16, Vincentelli et al. 2018). The aperiodic X-ray variability is now generally believed to be caused by inwardly propagating fluctuations in the accretion flow (Lyubarskii 1997; Arévalo & Uttley 2006), while the X-ray QPOs could be related to relativistic precession (Stella & Vietri 1998; Ingram 2016, and reference therein). In general, the fast OIR variability of black hole X-ray binaries can be caused either by reprocessing of the variable X-ray emission by the outer disc (O’Brien et al. 2002), or by the variable synchrotron emission of the X-ray corona (Fabian et al. 1982; Merloni, Di Matteo & Fabian 2000), or possibly a combination of both (Veledina, Poutanen & Vurm 2011; Poutanen & Veledina 2014; Veledina et al. 2017). Alternatively, it could arise from variable synchrotron emission in the jet (Kanbach et al. 2001; Hynes et al. 2003; Malzac et al. 2003; Malzac, Merloni & Fabian 2004). The variable OIR emission would then originate from the base of the jet emitting region at an elevation of 10^3 – 10^4 gravitational radii¹ above the black hole (Malzac 2013, 2014, hereafter M14; Gandhi et al. 2017).

In GX 339-4, the jet interpretation of the OIR variability is strongly favoured (G10; C10; K16). Indeed, the OIR light curves are weakly correlated with the X-ray band and the OIR band lags behind the X-rays by about 100 ms (G10; C10). The OIR variability and its time response to the X-ray are too fast to be caused by disc reprocessing. The OIR lags are also quite difficult to explain in terms of synchrotron emission in the corona. In the synchrotron-emitting hot flow model of Veledina et al. (2011), one would expect the opposite behaviour (X-rays lagging behind OIR), or no lag at all. This model also predicts an anticorrelation between the X-ray and optical light curves. Although such an anticorrelation is observed in some sources (e.g. XTE J118+480 or Swift J1753-0127), in the case of GX 339-4, the observations show a positive correlation (at high Fourier frequencies at least). The 100-ms time lag is equally difficult to reconcile with a scenario in which both the OIR and X-rays are synchrotron emission produced by the jet (e.g. Markoff, Falcke & Fender 2001), because, in this case, the optically thin synchrotron emission in IR would be produced by the same population of leptons as the X-rays, although in this case the lag could be related to the cooling time-scale of the relativistic electrons (see discussion in C10).

On the other hand, the 100-ms lag can be naturally associated with the travel time between the accretion flow (producing the X-rays) and the OIR emitting region in the jet (Kanbach et al. 2001; Hynes et al. 2003; Eikenberry et al. 2008; C10, G10, K16, Gandhi et al. 2017). Hence, the OIR variability features of GX 339-4 have been attributed to jets. If this interpretation is correct, the study of the correlated X-ray and OIR timing in this source may allow us to probe the dynamics of accretion ejection coupling and test jet models.

So far, the only detailed time-dependent emission model for compact jets in X-ray binaries is the internal shock model (Jamil, Fender & Kaiser 2010; Malzac 2013; M14). As in similar models, developed in the context of gamma-ray bursts (Rees & Meszaros 1994; Daigne & Mochkovitch 1998; Bošnjak, Daigne & Dubus 2009) and AGNs (Rees 1978; Spada et al. 2001), it postulates fluctuations of the velocity of the jet. These variations of the jet velocity are generated by the central engine and then propagate along the jets. At

some point, the fastest fluctuations start catching up and merging with slower ones. This leads to shocks in which a fraction of the bulk kinetic energy of the shells is converted into internal energy. Part of the dissipated energy goes into particle acceleration, leading to synchrotron and Compton emission. The shape of the jet Spectral Energy Distribution (SED) is almost entirely determined by the choice of the Fourier Power Spectral Density (PSD) of the jet velocity fluctuations (Malzac 2013; M14).

The jet variability is most likely driven by the variability of the accretion flow which, in turn, is best traced by the X-ray light curves. The fluctuations of the jet Lorentz factor are thus expected to have a PSD that is similar to that of the X-ray light curves. In Drappeau et al. (2015, hereafter D15), we showed that an observed radio-IR SED of GX339-4 is matched by the model provided that the PSD of the jet Lorentz factor fluctuations has the same shape and amplitude as the simultaneously observed X-ray PSD. Similar results were obtained by Péault et al. (2018) who showed that the model could reproduce the evolution of the jet SED during an outburst of the black hole X-ray binary MAXI J1836-194. Drappeau et al. (2017) also suggested that the quenching of the radio emission observed in the soft state of BHBs could be related to the observed drop in X-ray variability (compared to hard state) which strongly reduces the jet radiative efficiency (see, however, Koljonen et al. 2018). The model is also supported by the observational results of Dinçer et al. (2014) which indicate that black hole X-ray binaries with weaker X-ray variability in the hard state tend to be quieter in radio.

The internal shock mechanism is intrinsically time-dependent. Besides spectral shapes, the model naturally predicts a strong wavelength-dependent variability that resembles the observed one (M14; D15). Interestingly, the PSD of the Lorentz factor fluctuations determines both the variability and spectral properties of the source. The spectral and timing properties are therefore intrinsically connected. However, the timing properties of the model remain to be studied in detail. This is the main purpose of this paper in which we will compare the predictions of the internal shock model to the fast IR and X-ray timing observations of GX 339-4 from K16. The IR band is better suited than the optical to study and model the jet response to X-ray fluctuations, as it is less likely to be contaminated by variability from the accretion flow (both from reprocessing and synchrotron). Indeed, any component arising from the accretion flow is stronger at shorter wavelength while the jet synchrotron emission is weaker.

The data analysis is presented in Section 2. In addition to the IR and X-ray power spectra which were already presented in K16, we calculate the Fourier coherence and phase/time lag spectra of the X-ray and IR light curves. In Section 3, our fiducial model is presented and its predictions are compared to the observed Spectral Energy Distribution (SED), PSD, coherence, and lag spectra. In Section 4, the effects of jet precession are included in the model, and the consequences regarding the formation of IR QPOs are discussed. Finally, in Section 5, we investigate the effects of the model parameters on the timing predictions.

2 OBSERVATIONS AND DATA ANALYSIS

In this work, we use the observations of GX 339-4 obtained on March 28 2010 (MJD 55283) in the hard state during the rise of its outburst in 2010–2011 (see, e.g., Cadolle Bel et al. 2011; Dinçer et al. 2012; Nandi et al. 2012; Corbel et al. 2013). The source was observed in the IR K band using Very Large Telescope/Infrared Spectrometer And Array Camera (ISAAC), in two optical filters U and V with Optical Monitor on board *XMM-Newton*, in X-rays with

¹The gravitational radius of a black hole of mass M is defined as $R_g = GM/c^2$, where G is the gravitational constant and c the velocity of light.

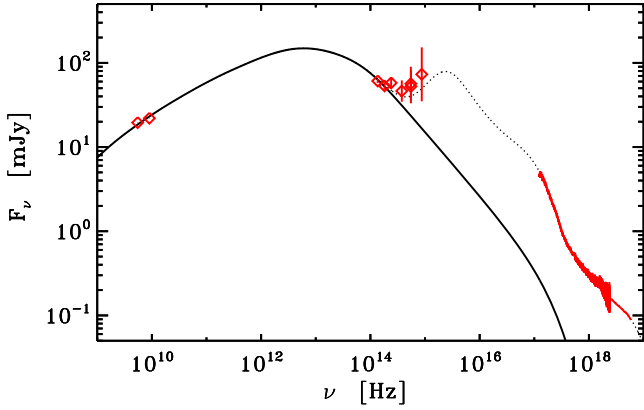


Figure 1. Comparison of the jet SED predicted by model A (see Table 1) to the radio IR, optical, and X-ray measurements of K16 (in red). The synthetic SED represents an average of the simulated jet emission over 100 ks, it is shown by the solid curve. The model shown by the dotted curve adds the contribution from a self-irradiated accretion flow that was obtained from a fit of the data with the DISKIR model (see Appendix and Table A1). Both data and model are de-absorbed. The de-reddened IR and optical fluxes are obtained using standard interstellar extinction law (Cardelli, Clayton & Mathis 1989) with A_V of 3.25 (Gandhi et al. 2011; K16). In the X-rays, we used our best-fitting hydrogen column density $N_H = 6.1 \times 10^{21}$ cm (see Appendix).

XMM-Newton EPIC-pn and with the Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) Proportional Counter Array. These data were obtained simultaneously and at high-time resolution allowing the study of fast variability. We refer the reader to K16 for the details of the data analysis. Quasi-simultaneous observations were reported in the radio band with ATCA (Corbel et al. 2013), and H,J,I,V bands with SMARTS (Buxton et al. 2012). The observed radio to X-ray SED is displayed in Fig. 1.

The unabsorbed 0.1–200 keV flux is about 3×10^{-8} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. At the distance of 8 kpc and for a black hole mass of 10 solar masses which we will adopt in this paper (see Section 3.1), this corresponds to an isotropic luminosity of 2.3×10^{38} erg s $^{-1}$, or equivalently, 18 per cent of the Eddington luminosity, $L_E = 1.3 \times 10^{38} M_{BH}/M_\odot$ erg s $^{-1}$.

The detection of the first QPO in the IR band in a black-hole X-ray binary was reported in this data set by K16. QPOs in the two optical bands (V and U) were also reported at the same frequency as the infra-red QPO (~ 0.08 Hz). Interestingly, these QPOs were at half the frequency of the observed X-ray QPO (classified as type-C; Wijnands, Homan & van der Klis 1999; Casella, Belloni & Stella 2005) at ~ 0.16 Hz; a weak sub-harmonic close to the IR and optical QPO frequency was also reported in the X-rays. The power spectra also showed the presence of broad-band noise components. It can be decomposed into three broad Lorentzian components (and two QPOs) in the X-ray band and two broad components (and one QPO) in the IR band (see K16). The X-ray and IR PSDs are displayed in Fig. 2.

Using the same light curves as reported in K16 for the power spectral studies, we perform cross-spectral analyses to compute the coherence and phase lags between the IR band and X-rays (from the RXTE data); due to poor statistics, the optical/X-ray coherence and phase lags are poorly constrained and hence not presented here. The coherence function provides a measure of the degree of linear correlation between two time series as a function of Fourier frequency, while the argument of the complex cross-spectrum provides the phase lag between the two time series (Bendat

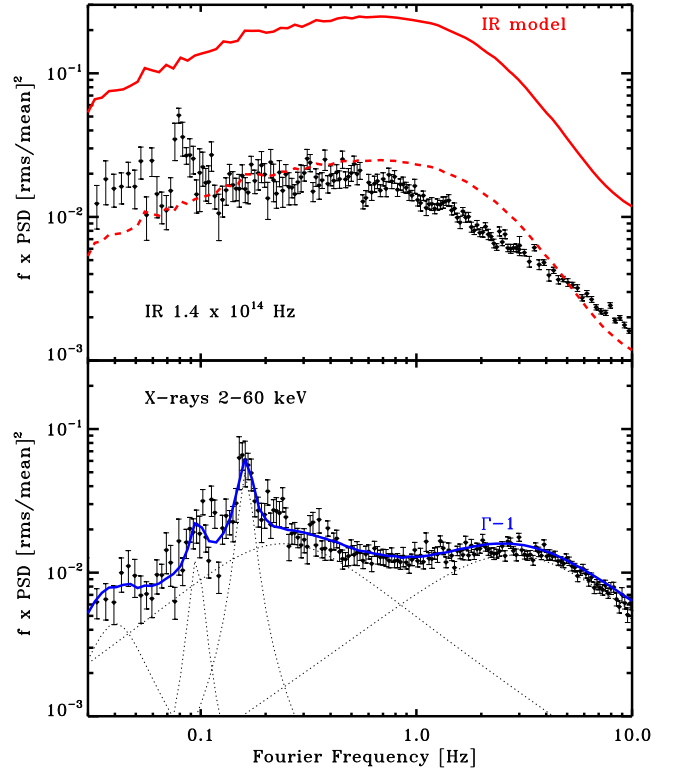


Figure 2. Comparison of the PSD of model A (see Table 1) to the observation of K16. The black symbols show the measured X-ray (bottom panel) and IR PSD (higher panel). Bottom panel: The dashed lines show the Lorentzian components of the best-fitting model to the X-ray PSD (as in K16). The solid curve shows the PSD of the jet Lorentz factor fluctuations which were generated using the best-fitting model of the X-ray PSD. Top panel: The solid curve shows the resulting model IR PSD, while the dashed curve shows the same model but with normalization reduced by a factor of 10 to match the data.

& Piersol 1986, Nowak et al. 1999, Uttley et al. 2014). All cross-spectral products were computed using the procedures described in Uttley et al. (2014). In particular, following Vaughan & Nowak (1997), we estimated the intrinsic coherence to take into account the Poissonian noise contribution. The computation was made using 1024 bins per segment (total length $T = 38$ s) and a logarithmic rebinning factor of 1.2.

The coherence is shown in the top panel of Fig. 3. It is weak and flat but significantly above zero between 0.3 and 2 Hz and falls steeply, together with the power spectrum, above 2 Hz. The coherence below 0.3 Hz is weak and has large uncertainties. The unconstrained coherence below 0.3 Hz occurs in conjunction with two different Lorentzian components dominating below 0.3 Hz in the power spectrum, which may be related to the loss of coherence (Vaughan & Nowak 1997). Similar shape and strength of the coherence function was reported in this source by G10 in a decaying state (in 2007) in the optical/X-ray bands. An optical QPO was also reported in this observation, but without simultaneous detection in X-rays. In both cases, the coherence value at the QPO frequency is consistent with the broad-band noise continuum.

The phase lags between the IR/X-ray bands are shown in the middle panel of Fig. 3. A positive value indicates an IR lag against X-rays. As the lags are defined between $-\pi$ to $+\pi$, the lags jump to $-\pi$ once these become higher than $+\pi$. The corresponding time lags can be calculated by dividing the phase lag by $2\pi f$, which are shown

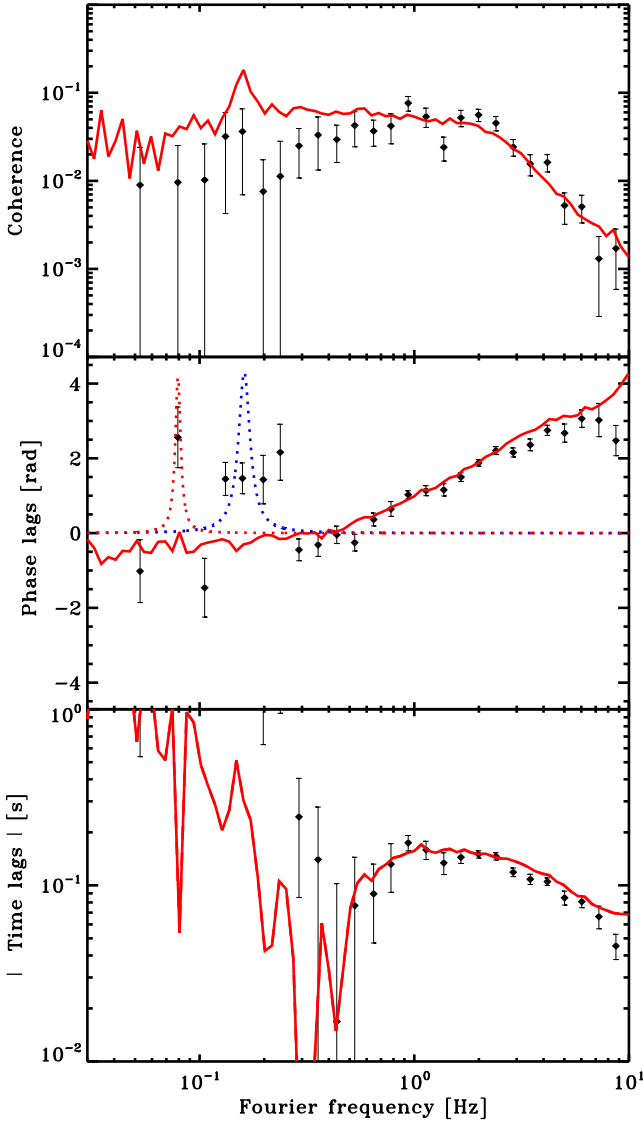


Figure 3. Comparison of the X-ray versus IR coherence and lags spectra of model A (see Table 1) to the observation of K16. The red curve shows model coherence (top), phase lag (middle panel), and time lags (bottom). The data are shown in black. The dotted curves in the middle panel show the best-fitting Lorentzian profile for the main IR (red) and X-ray (blue) QPOs plotted with arbitrary absolute, but exact relative, normalization.

in the bottom panel of Fig. 3. The IR phase lag increases smoothly in the range 0.3–6 Hz, which can be associated with the observed slowly decreasing time-lag which keeps an amplitude of the order of 100 ms in this frequency range. The phase lags at 0.05 Hz and 0.1 Hz, lie on the 0.3–6 Hz lag extrapolation (constrained by large errors) and appear to switch to a negative value. Similar behaviour at low frequencies was reported in this source in the optical/X-ray bands by G10. However, at and around the optical/IR and X-ray QPO frequencies, the lags appears to be positive which is observed for the first time. This indicates a connection between the QPOs where the X-ray QPO (at 0.08 Hz) leads the IR QPO. Moreover, although no IR QPO is detected at 0.16 Hz, a positive phase lag is also observed at that frequency.

3 MODELLING

3.1 ISHEM

We use ISHEM, the numerical implementation of the internal shock model described in M14. In this model, the continuous jet is approximated as a collection of a large number of uniform small-scale ejecta. Homogenous shells of gas are continuously ejected at the base of the jet with variable Lorentz factors and at uniform time-intervals comparable to the dynamical time-scale of the inner accretion flow (9.941 ms for the simulations shown in this paper). Unless specified otherwise, we assume that the shells are all ejected with the same mass. The ejecta travel along the jet and expand according to the fixed half-opening angle ϕ of the conical jet. Due to their different velocities, they may collide and merge with other ejecta. The code follows the propagation and hierarchical merging of the shells. Supersonic shell collisions lead to the formation of shocks. During the duration of the shock crossing time, a fraction of the kinetic energy is gradually converted into relativistic leptons and magnetic field according to fixed equipartition factors. The lepton energy distribution is assumed to be a power-law energy distribution with index p , $n_e(\gamma) \propto \gamma^{-p}$, for lepton Lorentz factor γ in the range, $\gamma_{\min} < \gamma < \gamma_{\max}$, with γ_{\min} , γ_{\max} , and p being fixed parameters. The time-dependent synchrotron emission of the shocked ejecta is calculated taking into account the expansion of the shells. The energy losses due to adiabatic expansion are taken into account but radiation losses are neglected. Inverse Compton emission may lead to gamma-ray emission, but does not contribute in the radio to IR frequency range. It is neglected in the current version of ISHEM.

We follow the approach of Drapeau et al. (2015, 2017) which assumes that the variability of the jet is driven by the accretion flow which, in turn, can be traced by X-ray light curves. In practice, we generate fluctuations of the jet Lorentz factor which have the same PSD as the observed X-rays, both in shape and amplitude of variability. For the present study, the fluctuations of the jet Lorentz factor are generated according to the best-fitting multi-Lorentzian model to the RXTE power spectrum obtained in K16 (and shown Fig. 2). This entirely determines the shape of the model SED. The other parameters of the models such as the time-averaged jet kinetic power \bar{P}_j , the jet half-opening angle ϕ , average jet Lorentz factor $\bar{\Gamma}$, and inclination angle between the jet axis and the line of sight i , only allow the SED to be shifted in frequency or in normalization, but do not affect its shape. Throughout this paper and unless specified otherwise, for the purpose of comparison we use the same parameters as in D15. In particular, the mass of the black hole is set at $10 M_{\odot}$, the inclination angle $i = 23^{\circ}$ at a distance of 8 kpc. These values were adopted by D15 because they were both in agreement with the existing published observational constraints on mass and inclination, and also allowed to fit the SED of GX339-4 with reasonable ISHEM parameters (see discussion and references in D15). We note, however, that a recent near-IR study by Heida et al. (2017) suggests a lower mass ($2.3 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 9.5 M_{\odot}$) and a larger inclination in GX 339-4 ($37^{\circ} < i < 78^{\circ}$). A lower mass has no impact on the result of our modelling, it changes only the estimate of the Eddington Luminosity and therefore the jet power and X-ray luminosity would be higher when expressed as Eddington fractions. The effects of a larger inclination will be illustrated in Section 5.1. We note also that the jet is not necessarily perpendicular to the orbital plane of the binary system and therefore the jet inclination that we use in ISHEM may differ from the orbital inclination constrained by spectroscopy of the donor star.

Table 1. Model parameters.

Model	\bar{P}_j/L_E	ϕ (deg)	$\bar{\Gamma}$	i (deg)	Q	g	Figures
A	9.5×10^{-2}	2.3	2	23	0	1	1–4
A'	0.30	20	2	23	0	1	6
B	0.15	3.5	2	23	10	1	9–15
C1	1.19	3.4	2	85	10	1	12
C2	0.61	3.5	2	60	10	1	12
C3	0.29	3.5	2	40	10	1	12
C4	8.2×10^{-2}	3.5	2	1	10	1	12
D1	0.53	55	1.1	23	10	1	13,14
D2	0.23	11	1.5	23	10	1	13,14
D3	0.12	0.99	3	23	10	1	13,14
D4	0.18	0.17	6	23	10	1	13,14
D5	0.37	0.05	10	23	10	1	13,14
E1	0.15	3.5	2	23	10	–1	15
E2	0.25	1.1	2	23	10	0.5	15
E3	8.4×10^{-2}	10.7	2	23	10	2	15
F1	0.15	3.8	2	23	10	1	15
F2	0.14	3.8	2	23	10	–1	15
F3	0.25	1.1	2	23	10	0.5	15
F4	8.1×10^{-2}	13.4	2	23	10	2	15

Following [D15](#), we also assume that during shell collisions, half of the dissipated energy is converted into relativistic leptons and the remaining into turbulent magnetic field.

We list the models considered in this work in [Table 1](#). Model A is our basic model discussed in [Section 3.2](#). In Model A', the parameters are modified so that the IR emission is dominated by the outer disc instead of the jet (see [Section 3.3](#) and [Appendix](#)). Model B and the following other models assume that the jet precesses at the frequency of the IR QPO and that the X-ray QPO does not contribute to the variability of the jet Lorentz factor (see [Section 4.3](#)). Models C1–C4 are similar to model B but consider variations of the jet inclination angle i (see [Section 5.1](#)). Models D1–D5 consider variations of the jet Lorentz factor ([Section 5.2](#)). Models E1–E3 explore different prescriptions for the relation between the X-ray light curve and jet Lorentz factor (see [Section 5.3](#)), while models F1–F4 are similar to the E models but assume that the ejected shells have a variable mass and a constant kinetic energy. In all models except A', the jet half-opening angle ϕ and kinetic power are adjusted so that the SED reproduces the observed radio and IR fluxes.

3.2 Spectral energy distribution

When comparing the spectral predictions of `ISHEM` with an observed SED, there are two possibilities:

(i) The observed X-ray PSD used for the input fluctuations in `ISHEM` leads to an SED shape that is incompatible with the observations: then, there is no tuning of the other `ISHEM` parameters that will allow to reproduce the observation. The model cannot account for the data (at least not using the X-ray PDS as input).

(ii) The resulting predicted SED has a shape that can match the data: then, due to the strong degeneracy of the model parameters, there are many different combinations of the `ISHEM` parameters which allows one to fit the SED equivalently. Therefore, the best-fitting model parameters cannot be uniquely determined from SED fitting. However, most of the model parameters have to fulfill additional constraints originating from independent observations (e.g. measurement of distance or orbital plane inclination) or physical considerations (e.g. jet opening angle cannot be too large; jet power

is unlikely to be super-Eddington in low luminosity sources). Then, demonstrating that there is at least one 'reasonable' combination of `ISHEM` parameters which allows to fit the SED and also complies with all the other observational and theoretical constraints, provides additional test of the model. This may also, in turn, tighten the constraints on the jet parameters.

With the data set of [K16](#) on GX 339-4, we are clearly in case (ii). The predicted synthetic SED (model A in [Table 1](#)) is compared to the radio and IR measurements in [Fig. 1](#). Model A matches the data in radio and IR both in flux and spectral slopes. At higher frequencies, there is an additional component from the accretion flow and the jet model alone cannot account for optical UV and X-ray data. Although this paper focusses on the synchrotron jet, for illustrative purposes, [Fig. 1](#) presents a plausible accretion flow model (`DISKIR`, [Gierliński, Done & Page 2009](#)) accounting for the high-frequency part of the SED. Some details about the model and overall fit procedure are given in [Appendix](#) and the model parameters are shown in [Table A1](#). The resulting reduced χ^2 of the fit is slightly less than unity.

The parameters of model A were chosen as follows. [D15](#) used data that were taken 17 days (2010 March 11) before the observations considered in the present paper. They showed that the observed SED was remarkably well-reproduced by the model for reasonable values of the parameters. Because we use a different PSD of the fluctuations than [D15](#), and because both radio and IR fluxes are higher by a factor of about 2 with respect to the data used in [D15](#), the preferred model parameters of [D15](#) cannot be used to fit the current SED. In order to determine the best-fitting parameters, we started with a simulation using the same model parameters favoured by [D15](#). We then calculate by how much this model SED must be shifted both in frequency and normalization, in order to minimize the difference between the model and the radio and IR data points (see [Appendix](#)). The effect of each parameter on the model normalization and typical frequencies is known analytically ([Malzac 2013; M14](#)). This can be used to determine a new set of parameters that shifts the model frequency and normalization by the amount required to obtain the best possible match to the data. This procedure is detailed in [Péault et al. \(2018\)](#). One can then run a simulation in order to check that the new parameters give a good agreement to the data.

Since many different sets of parameters can give an equally good fitting to the data, we first decided to allow the jet power and jet opening angle to differ from that of [D15](#) and keep all the other parameters identical to that of [D15](#). This resulted in very large jet power reaching about $0.5 L_E$ (to be compared to the X-ray luminosity $\simeq 0.18 L_E$) and a jet opening angle of about 10° , much larger than the 1° assumed in [D15](#). Such parameters are not excluded but appear somewhat extreme. We tried other combinations and finally decided to change the energy distribution of the synchrotron emitting electrons. The minimum Lorentz factor of the accelerated electrons was set to $\gamma_{\min} = 10$ (instead of $\gamma_{\min} = 1$ in [D15](#)), and the electron power law distribution was set to $p = 2.5$ (instead of $p = 2.3$ in [D15](#)) and we used the 'slow' shock dissipation scheme while [D15](#) used the 'fast' one (see [M14](#) for a discussion of the 'slow' and 'fast' dissipation prescriptions). $p = 2.5$ corresponds to the best-fitting estimate from the IR optically thin slope obtained by [Gandhi et al. \(2011\)](#). Together, the higher γ_{\min} and p parameters allow us to fit the data with a reduced jet power ([Péault et al. 2018](#)). Indeed, this leads to a best-fitting jet opening angle of 2.35° and a jet power of $0.095 L_E$ which is comparable to the X-ray power and therefore more in line with the typical value for compact jets at this level of X-ray luminosity.

We note that our approach assumes that the X-ray emission is dominated by the accretion flow. In order to self-consistently ensure that the jet synchrotron emission is negligible in the RXTE band, we introduced a posteriori a cut-off to the optically thin jet synchrotron component. This cut-off, that we set at 1 keV, could be related to the highest energy of the accelerated electrons in the jet, or most likely mimic a radiation cooling break (which is not accounted for by the simple radiation transfer scheme of ISHEM). We stress that although the presence of such a cut-off is debatable, it does not affect the predictions of the model in the radio to IR band which are the prime focus of this paper (see discussions in Drappeau et al. 2017 and Péault et al. 2018).

Fig. 4 displays the jet emissivity profile for model A. At photon frequencies below 1.4×10^{13} Hz, the jet radiates in the partially absorbed regime and the emission at a set photon frequency originates from a specific distance scale in the jet: longer wavelengths are produced at larger distance in the jet. Above 1.4×10^{13} Hz, the emission becomes mostly optically thin and originates from an extended region in the approximate range $10^4 - 10^6 R_G$ with a maximum emissivity around $2 \times 10^4 R_G$. This corresponds to the range of distances probed by the IR light curves in this model.

3.3 Power spectra

ISHEM also produces synthetic IR light curves with high time-resolution from which we can calculate the model IR PSD. The resulting IR PSD for model A is displayed in Fig. 2 and compared to the observed IR PSD. The overall shape of the synthetic IR PSD is roughly similar to the observed one. However, the model predicts a much stronger IR variability amplitude than observed. As shown in Fig. 2, the normalization of the model would have to be reduced by a factor of about 10 in order to match the data. This implies that the rms/mean variability amplitude of the model is about three times that observed. As already suggested by M14, the model could be reconciled to the data by the presence of an additional constant flux component in IR that would damp the observed relative variability amplitude. In our case, this requires a constant component contributing to at least 70 per cent of the observed flux in the K band. A possible origin of this component could be the accretion disc or the hot accretion flow. As noted above, in the optical at least, the observed SED seems to require a dominant disc component. In Appendix, we show that the spectral data of K16 are statistically compatible with disc-dominated emission in the K band (model A' of Appendix shown in Fig. 6). However, it is very unlikely that such a disc-dominated model could fit the SED compiled by Gandhi et al. (2011) which has a much better IR coverage and was taken only 17 days before the SED of K16 and clearly shows a dominant non-thermal component dominating the K band. Another possibility could be that internal shocks are not the only dissipation mechanism leading to IR synchrotron emission in the jet. For instance, in addition to internal shocks, one cannot exclude the presence of a recollimation shock close to the base of the jet. Such a standing shock is likely to form in magnetically-driven jets launched from an accretion disc as the hoop stress dominates centrifugal forces and forces recollimation towards the jet axis (Ferreira 1997). It could provide a steady energization of the jet producing the additional constant component. This component would be significant only in IR. Indeed, the recollimation shock is expected to form close to the base of the emitting region where the particle density and magnetic field are such that the emission at longer wavelengths is self-absorbed. The particles accelerated in this shock quickly cool down as they travel along the expanding jet, the emission produced

at larger distances from the black hole (or equivalently at lower photon frequencies) would remain dominated by the internal shock mechanism. Assuming the internal shock contribution represents only 27 per cent of the IR flux and fitting for the jet power and jet opening angle keeping all the other parameters at their fiducial value leads to $\bar{P}_j = 0.22L_E$ and $\phi = 13.7^\circ$.

We note also that radiative cooling is not implemented in the current version of ISHEM and could affect strongly the predicted IR variability. Indeed, although, in general, adiabatic expansion losses dominate the cooling of the accelerated electrons in compact jets, the IR emitting region overlaps with the very base of the jet emitting region (located at a few thousand gravitational radii from the black hole see Fig. 4) where the magnetic field is still strong enough so that synchrotron cooling may dominate over expansion losses (see e.g. Pe'er & Casella 2009 and discussion in Chaty, Dubus & Raichoor 2011). The implementation and study of the consequences of radiation cooling are out of the scope of this paper and are postponed to future works. One can speculate that radiation cooling may damp the amplitude of predicted IR variability down to a level closer to that observed.

Besides the PSD normalization, the shape of the predicted PSD is not completely satisfactory. As can be seen in Fig. 2, neither the break frequency, nor the slopes of the observed PSD are accurately reproduced. Better agreement with the data may be obtained by tuning the inclination and average jet Lorentz factor (see Sections 5.1 and 5.2). Indeed these parameters control the amplitude of relativistic Doppler beaming effects that, in turn, affect the IR timing response (see Section 3.4). Moreover, the effects of radiation cooling, as well as the slowly variable additional component that appears required to dilute the predicted variability, may distort the shape of the IR PSD. The study of these effects and a detailed fitting of the IR PSD is postponed to future works.

Another important issue is that the model PSD does not exhibit an IR QPO. The injected fluctuations of the jet Lorentz factor contain the X-ray QPO and one could expect that feeding an oscillating Γ to the jet would result in a similar oscillation of its IR emission. However the injected QPO is not strong enough to produce a significant IR QPO. A close inspection of the model PSD suggests a very weak feature in IR at the frequency of the X-ray QPO. This feature is much weaker than the observed IR QPO and even more importantly, it is not at the right frequency, since the observed X-ray and IR QPOs are in harmonic ratio. Therefore, the IR QPO is unlikely to result from the dynamics of internal shocks. Instead, the production of the IR QPO requires an additional ingredient to the model. For instance, the IR QPO may arise from a contribution from the accretion flow (see Veledina et al. 2011; Veledina & Poutanen 2015). In the context of the jet model, jet precession may lead to the formation of an IR QPO. This possibility will be investigated in detail in Section 4.

3.4 Synthetic IR response to fluctuations of the jet Lorentz factor

In our model, the radiative response of the jet to the fluctuations of Γ is complex and strongly non-linear. In order to understand this better, it is useful to consider the average IR response to specific events in the time evolution of Γ . We can, for instance, consider the response to a fast rise and then decrease of Γ (a spike) or, on the contrary, a fast decrease and the recovery of Γ (a dip). To estimate this, we have applied an event superposition technique to our synthetic light curves. We use the time series of the variations of Γ to select spikes or dips that we stack together. To select the

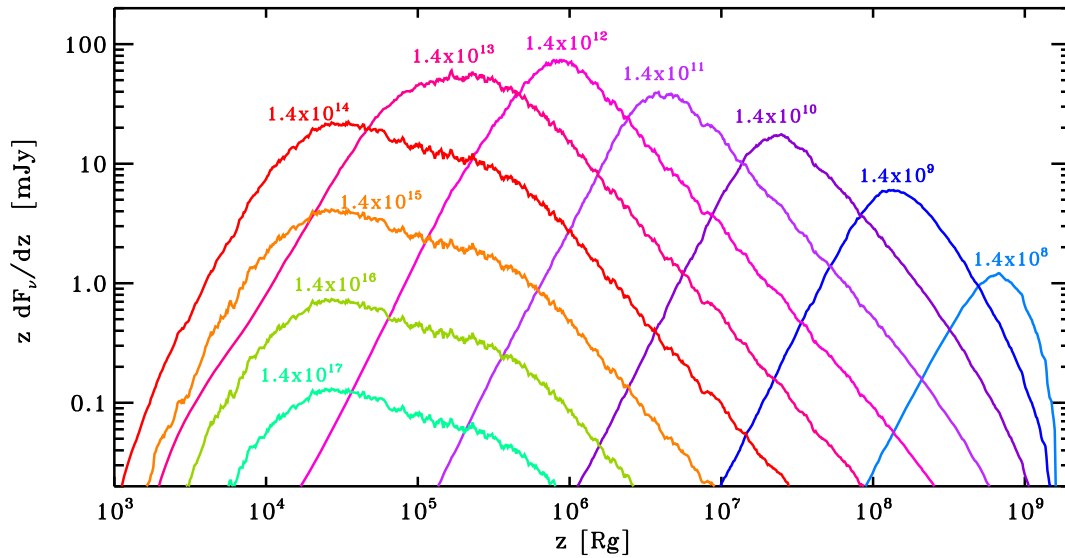


Figure 4. Jet emissivity profiles across the electromagnetic spectrum. Time-averaged emissivity profiles from model A at various photon frequencies ranging from 1.4×10^8 to 1.4×10^{17} Hz as labelled. The band used in K16 corresponds to 1.4×10^{14} Hz.

events, we define a threshold ratio f_s and a time-scale of selection t_s . The spikes then are selected according to the following criteria: The peak $\Gamma - 1$ value of the spike is f_s times the local value as obtained from an average over time t_s . The peak bin is further required to represent a maximum of Γ over bins within $t_s/2$ before and after the peak bin. The selected spikes are then peak-aligned and averaged. The corresponding pieces of synthetic IR light curves are also centred on the peak time bin of $\Gamma - 1$ and averaged in the same way. The dips of $\Gamma - 1$ are selected and superposed and their IR response estimated in a similar way. The minimum value of the dip is $1/f_s$ times the local count rate as obtained from an average over time t_s and represents a local minimum over bins within $t_s/2$ before and after.

Fig. 5 displays some examples of averaged dips and flare profiles and their respective IR response. It shows that the average response to a spike of Γ is an IR flare caused by the faster than average shells launched during the spike sweeping the jet. In this case, the IR flare is delayed by a time related to the travel time of the fast shells before they start catching up with the other ones, the duration of the IR flare may be much longer than the duration of the Γ spike. Interestingly, the response to a fast dip in Γ will lead to a similar IR flare. In other words, the response to a dip is negative. This is because the slower shells that have been injected during the dip will soon be the targets of the faster shells that are injected after the dip. In this case, however, the IR response is broader and its peak is significantly more delayed than in the case of the response to a spike. Moreover, if the Γ dip is long enough, the IR flare can be preceded by an IR dip because the continuously decreasing velocities in the first phase of the dip temporarily switches-off shell collisions. Overall, because the IR flux level depends on the difference of Lorentz factors of the colliding shell; on long-time scales, the IR flux response corresponds roughly to the time derivative of the jet Lorentz factor.

However, the variations of Γ also induce a modulation of the light curve through Doppler beaming and this may affect the IR response. This effect is usually weak compared to the intrinsic shock variability. However, the Doppler effects depend on the inclination and the time-averaged jet Lorentz factor, $\bar{\Gamma}$. Different choices of

these parameters can change dramatically the amplitude and time-scale of the IR response.

Finally, we note that the strong QPOs that are present in the temporal evolution of Γ for model A interfere with the spike and dip selection method and induce spurious effects on the resulting IR response. For this reason, the results presented in Fig. 5 were obtained from a simulation in which the X-ray QPOs are removed from the input fluctuations of Γ (model B see Section 4.3 and Table 1).

3.5 X-ray versus IR coherence and lags

So far we have assumed that the input jet Lorentz factor fluctuations have the same PSD as the X-ray emission. This does not necessarily require that the jet fluctuations are correlated with the X-rays. Since the observations indicate significant correlations and lags between the X-ray and IR bands and since, in the model, the IR variability is driven by the fluctuations of the jet Lorentz factor, there must be a relation between the X-ray light curve and Lorentz factor fluctuations. This relation certainly depends on the physics of the dynamical coupling between accretion and ejection, which is essentially unknown. In Fig. 3, the synthetic X-ray versus IR coherence and lags have been calculated assuming that the X-ray luminosity scales linearly with the jet Lorentz factor, i.e.:

$$L_X \propto \Gamma - 1. \quad (1)$$

A more general model including fluctuations of the shell masses and a non-linear connection of the X-ray light curve to the fluctuations of Γ will be explored in Section 5.

We note that the phase lags are determined modulo 2π and since the lags are presumably small, the range between $-\pi$ and $+\pi$ is used to define the observed phase and time lags. However, occasionally, and at some Fourier frequencies, the model can predict lags that are comparable or longer than the time-scale of the fluctuations. When this happens the phase lag flips from $+\pi$ to $-\pi$, leading to discontinuities and sometimes strong oscillations in the phase-lag spectra. This also results in a time-lag that does not correspond to the physical time-scale predicted by the model. For the purpose

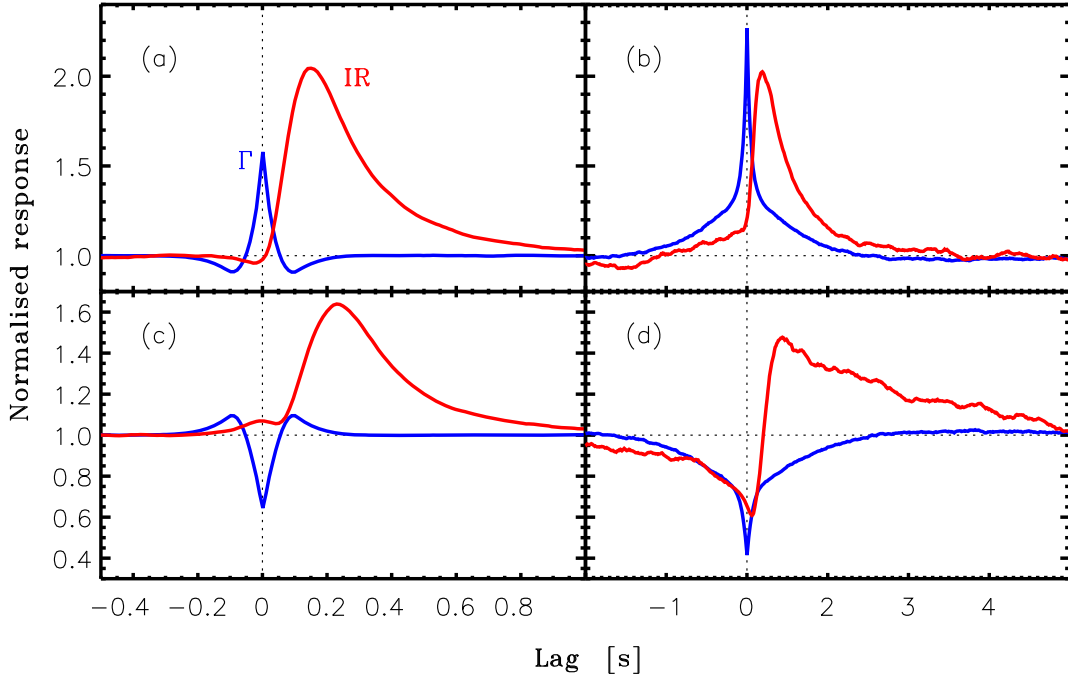


Figure 5. Examples of averaged synthetic IR time responses to spikes (panels a and b) and dips (panels c and d) of the jet Lorentz factor Γ . Panels (a) and (c) show the IR responses to short events, while panel (b) and (d) show the response to longer events. In each panel, the blue curve shows the average dip or spike selected in the time series of $\Gamma - 1$ from model B (see Table 1), while the red curve stands for the corresponding average IR response. These results were obtained using the event superposition technique described in Section 3.4. We set the selection threshold $f_s = 1.4$ in all panels. The selection time-scale is $t_s = 0.2$ s for panels (a) and (c), and $t_s = 20$ s for panels (b) and (d).

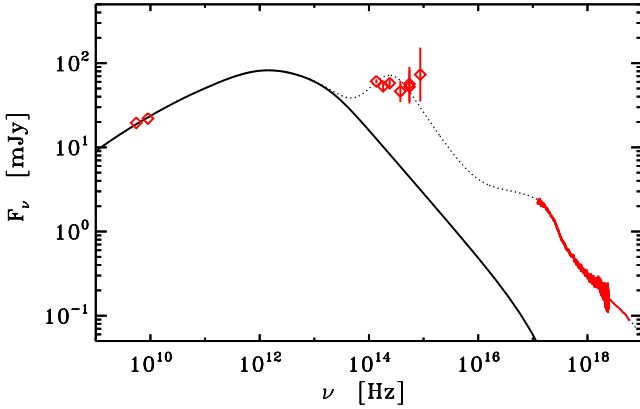


Figure 6. Comparison of the jet SED predicted by model A' (see Table 1) to the radio IR, optical, and X-ray measurements of K16 (in red). The synthetic SED represents an average of the simulated jet emission over 100 ks, as shown by the solid curve. The model shown by the dotted curve adds the contribution from a self-irradiated accretion flow that was obtained from a fit of the data with the `DISKIR` model (see Appendix and Table A1). Both data and model are corrected for absorption. The de-reddened IR and optical fluxes are obtained using standard interstellar extinction law (Cardelli et al. 1989) with A_V of 3.25 (Gandhi et al. 2011; K16). In the X-rays, we used the best-fitting hydrogen column density $N_H = 5.2 \times 10^{21}$ cm (see Appendix).

of clarity of the figures, in this paper, the models' lag spectra are calculated assuming a continuous lag spectrum and allowing for phase lag values outside the range $[-\pi, +\pi]$. The synthetic lags are first determined within $[-\pi, +\pi]$ in the same way as the observed lags, then the potential discontinuities are removed by adding or subtracting 2π to the phase lags in the frequency range of interest.

This explains, for example, why the model phase lags are greater than π at the highest frequencies in Fig. 3.

Overall, we find that the predictions of the model are in remarkable agreement with the observations at high Fourier frequencies. The drop in coherence at high frequencies as well as in the shape of the lag spectra are well-reproduced. The nearly constant 100-ms time lag, above ~ 0.5 Hz is related to the travel time between the accretion flow and the IR emitting region. Taking into account the projection effects, an observed travel time of $\tau = 100$ ms corresponds to distance along the jet of $z_{\text{lag}} \simeq \tau \bar{\beta} c / (1 - \bar{\beta} \cos i) \simeq 9 \times 10^3 R_g$, where $\bar{\beta} = \sqrt{1 - \bar{\Gamma}^{-2}}$. We note that the peak of the time-average IR emissivity profile in the jet model is slightly farther away, around $2 \times 10^4 R_g$ (see Fig. 4). Indeed, the lag depends not only on the location where the bulk of the IR emission is produced but also where the bulk of the IR variability occurs, i.e. the innermost region of the jet where the first collision occurs is much more variable. This reduces the lag by a factor of a few compared to the naive expectations.

At lower frequencies, the model predicts negative lags that are in qualitative agreement with the observations. These negative lags are caused mostly by the long time-scale IR flares driven by dips of Γ which dominate the correlation on long time-scales (because the IR response to dips is longer than the response to spikes, see Fig. 5). The result is that the negative response to dips at positive lags translates into negative Fourier lags. Another way to see it is to consider that at zeroth order the IR flux on long time-scales corresponds to the time-derivative of the X-ray flux (see Section 3.4), so we expect a negative phase lag of $-\pi/2$ which is close to that obtained from the simulations at long time-scales.

The positive lags observed around the X-ray and IR QPO frequencies are most likely associated with the QPOs and are, therefore not reproduced by this model. We note, however that the synthetic co-

herence is enhanced at the X-ray QPO frequency confirming that the oscillations of the Lorentz factor are partially transferred to the IR band although not sufficiently to produce a strong IR QPO feature.

4 JET PRECESSION MODEL FOR THE IR QPO

Low-Frequency Quasi-Periodic Oscillations (LFQPO) are often observed in X-rays at Fourier frequencies ranging from 10^{-2} to a few Hz and rms amplitude between 3 and 30 percent. A popular model for the X-ray LFQPO involves global Lense-Thirring (LT) precession of a hot accretion flow (Ingram, Done & Fragile 2009). LT precession is a frame-dragging effect associated with the misalignment of the angular momentum of an orbiting particle and the BH spin, leading to precession of the orbit. Numerical simulations have shown that in the case of a hot geometrically thick accretion flow, this effect can lead to global precession of the hot flow (Fragile et al. 2007). The hot flow precesses like a solid body, and the precession frequency are given by a weighted average of the LT precession frequency between inner and outer radii of the flow. The emission of the precessing hot flow is then naturally modulated by a mixture of relativistic Doppler beaming, light bending, and Compton anisotropy. This model predicts the right range of observed LFQPO frequencies. The amplitude of the LFQPO depends on the details of the geometry and viewing angle. The rms is usually larger at high inclinations and can reach 10 percent (see Ingram et al. 2015, also for predictions of modulation of the polarization of observed X-ray radiation).

The IR QPO may be produced in the accretion flow. The precession of the hot flow may also lead to a modulation of its OIR synchrotron emission (Veledina, Poutanen & Ingram 2013) or modulation of illumination of the outer disc (Veledina & Poutanen 2015) possibly producing a QPO signal. However, because the correlation between the band-limited IR and X-ray noises cannot be explained with these accretion flow models, jet precession appears to be a more likely explanation for the IR QPO of GX 339-4 (see discussion in K16). Indeed, if the X-ray LF QPOs are caused by global LT precession of the hot flow and if the jet is launched from the accretion flow, one may expect the jet to precess with the flow. Recent GRMHD simulations of a tilted accretion flow and jet suggest that this is indeed the case (Liska et al. 2017). The (mostly) optically thin synchrotron radiation observed in IR and optical would then be modulated at the precession frequency due to the variations of Doppler beaming effects towards the observer.

Modelling the X-ray QPOs in the framework of the LT precession model requires the knowledge of the angular distribution of the radiation emitted by the accretion flow. This depends on the size, geometry density, and temperature profile of the Comptonizing region and other details which are essentially unknown. Previous studies have assumed a certain accretion flow geometry to estimate the QPO modulation profile, amplitudes, and harmonic content (Veledina et al. 2013; Ingram et al. 2015). Our data set is very constraining for these models, in particular because in our data, the X-ray QPO appears to be dominated by the second harmonic rather than the fundamental. In the specific model of Veledina et al. (2013), this is expected when the average angle between the line of sight and the direction perpendicular to the accretion flow is around 60° . However, at these inclinations, the predicted QPO rms amplitudes are a few percents at most, significantly smaller than what is observed by K16 in GX 339-4. This appears to exclude the specific accretion flow structure used by these authors. The IR QPO amplitude and lag with respect to the X-ray will provide further constraints. Develop-

ing a full model for the X-ray QPO that can be coupled with the IR jet model to constrain the geometry of the accretion flow is beyond the scope of this paper and is reserved for future work. Instead, in the following, we will focus on the expected properties of the IR QPO caused by jet precession. In Section 4.1, we will use simple analytical estimates to explore how the amplitude of the IR QPO depends on the geometric parameters, in Section 4.2 the effects of the counter-jet will be discussed, then in Section 4.3 we will present the results of ISHEM simulations taking jet precession into account.

4.1 Analytical estimates

From our modelling of the observed SED, the IR jet synchrotron emission appears to be mostly in the optically thin regime (see Fig. 1). For an optically thin power-law spectrum emission of spectral slope α , the modulation of the observed flux is given by $F_j \propto \delta^{(2-\alpha)}$, where $\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos i)]^{-1}$ is the usual relativistic Doppler boosting factor (see, e.g. equation (A19) of M14). In the case of optically thin synchrotron emission by relativistic electrons with a power-law energy distribution of index p , i.e. $n_e(\gamma) \propto \gamma^{-p}$, $\alpha = (1 - p)/2$. We assume that the jet precesses at a frequency f_p around an axis which makes an angle i with the line of sight. The amplitude of the precession is given by the constant angle ψ between the jet and the precession axis. The modulation is then given by:

$$F_j \propto (1 - \bar{\beta}\mu)^{-\frac{3+p}{2}}, \quad (2)$$

where $\bar{\beta}c$ is the average velocity of the jet (velocity fluctuations are neglected), and

$$\mu = \cos i \cos \psi + \sin i \sin \psi \cos(2\pi f_p t), \quad (3)$$

where t is the lab frame time of emission and its origin is chosen so that the jet direction, the precession axis, and the line of sight all lie in the same plane at $t = 0$. In equation (2), the factor $1/\Gamma$, appearing in the expression of δ , was omitted as it does not affect the dependence of the flux on the viewing angle.

The resulting QPO rms amplitude is very sensitive to the parameters and a wide range of QPO amplitudes can be produced. Fig. 7 shows the rms amplitude of the QPO as a function of inclination angle for different jet velocities. For a face on jet ($i = 0$), there is no modulation as the jet is always seen with the same angle. The amplitude of the QPO increases with the inclination (at least at low i). As expected, the amplitude of the QPO increases sharply with the jet velocity. If the jet is relativistic, the rms reaches a maximum (which is about 40 percent for $\Gamma\beta = 3$) before decreasing slowly with inclination. The second harmonic has an amplitude that is about a factor of 10 lower than the fundamental. As shown in Fig. 8, the QPO is also very sensitive to the precession angle ψ and its fractional rms amplitude increases very quickly with ψ and can quickly reach values that are larger than 100 per cent in the fast jet case. We note that the amplitude of the QPO could be strongly reduced, if a non-jet constant component is present in IR. The level of constant flux inferred from the modelling of the IR PSD of GX 339-4 (see Section 3) would reduce the fractional rms by a factor of ~ 3 .

4.2 Effect of counter jet

Depending on the geometry of the binary system and accretion flow, the counter jet may be visible, adding a contribution to the modulation. We assume that the jet and counter jet are symmetric and

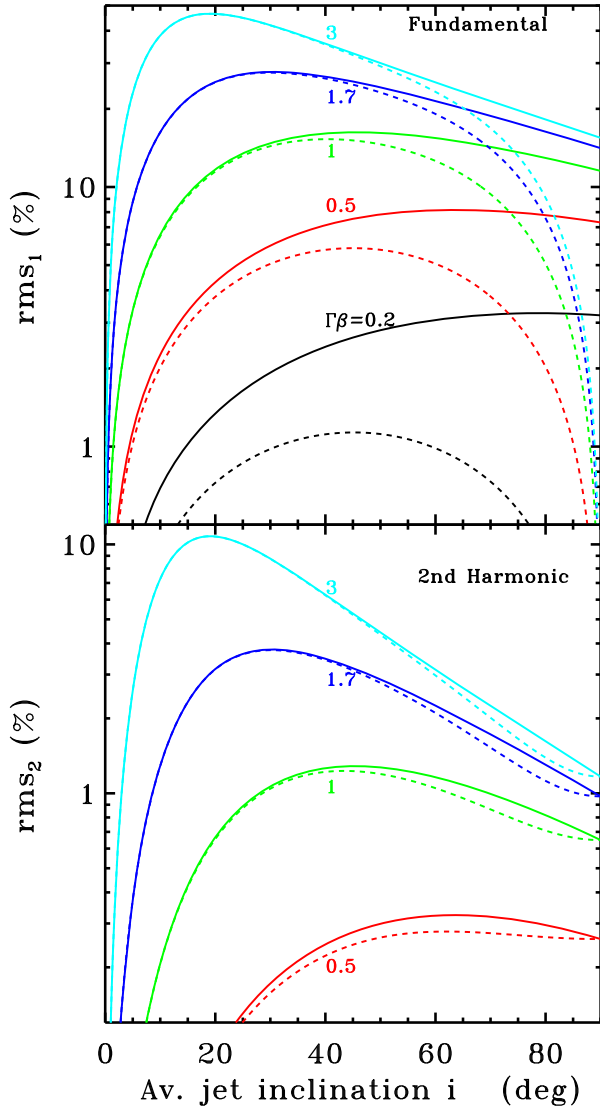


Figure 7. rms amplitude of the fundamental (top panel) and second harmonic (bottom panel) of the QPO versus inclination angle i for $p = 2.3$, $\psi = 5^\circ$ for various jet-reduced kinetic momenta $\Gamma\beta$ as labelled. The solid lines are the results for a one-sided jet, the dashed lines assume that the counter-jet is visible.

have the same temporal emission pattern. We note that the counter jet emission lags behind that of the jet because of the longer photon travel time to the observer. However, the jet IR emitting regions are close to the black hole. The observed X/IR lags indicate that it takes only ~ 100 ms for the information to travel from the inner part of the accretion flow to the IR emitting region. Photon travel time delays should be at most of this order and can be safely neglected against the ~ 10 s time-scale of the precession. The modulation profile can then be approximated as:

$$F_j + F_{cj} \propto (1 - \bar{\beta}\mu)^{-\frac{3+p}{2}} + (1 + \bar{\beta}\mu)^{-\frac{3+p}{2}} \quad (4)$$

The resulting QPO amplitude of the two-sided jet model is also shown in Figs 7 and 8. At low inclination and large Lorentz factor, the contribution from the counter-jet is negligible due to Doppler beaming effects. At large inclination and lower jet velocity, the counter-jet component becomes comparable to that of the jet but shifted in phase by half a precession period. As the jet and counter

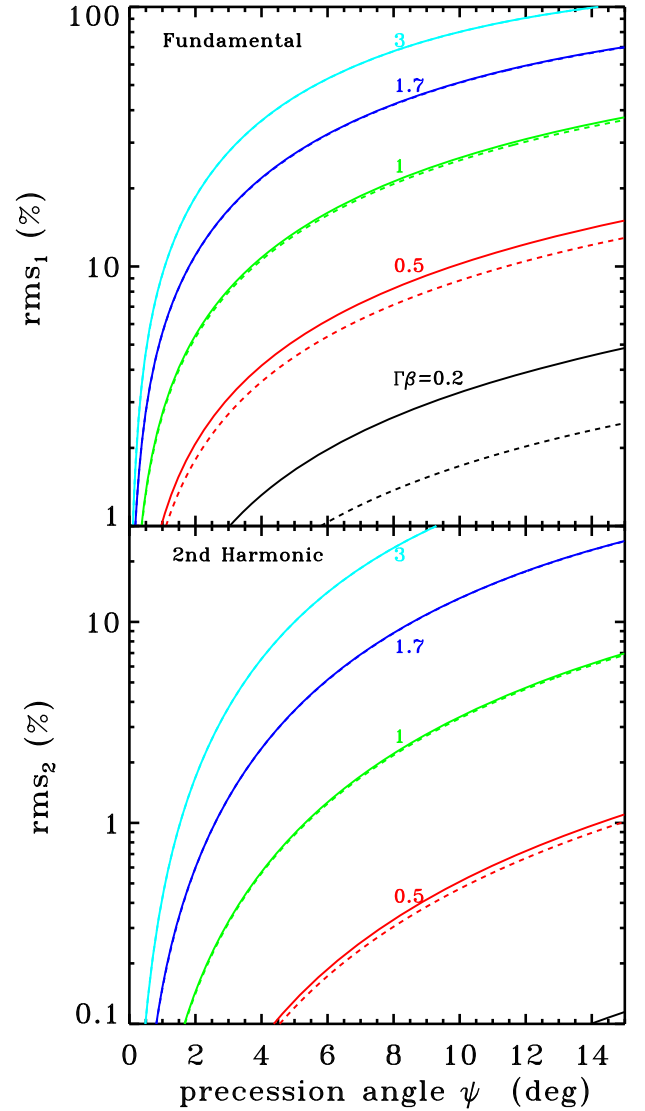


Figure 8. rms amplitude of the fundamental (top panel) and second harmonic (bottom panel) of the QPO versus precession angle ψ for $p = 2.3$, $i = 25^\circ$ for various jet-reduced kinetic momenta $\Gamma\beta$, as labelled. The solid lines are the result for a one-sided jet, the dashed lines assume that the counter-jet is visible.

jets emission are antiphased, the effect of the counter-jet is then to reduce the amplitude of the oscillation which goes down to zero in the fundamental for edge-on inclinations. Interestingly, the effect is much weaker in the second harmonic which can become dominant at large inclinations. This is because a shift by half a precession period corresponds to a full period of the second harmonic. Overall, the effects of the counter jet is significant only in slow jets or at large inclination, when Doppler boosting is minimal.

Moreover, the IR emitting region of the counter-jet is likely to be obscured by the accretion flow. Its visibility depends on the elevation z_{IR} of the IR emitting region, on the size of the accretion disc R_d , and the viewing angle i . The counter-jet is visible only if $i < \tan^{-1}(R_d/z_{IR})$. In GX 339-4, the orbital measurements of Heida et al. (2017) indicate $R_d \sim 3 \times 10^{11}$ cm. For an elevation of $z_{IR} \sim 10^4 R_G \sim 1.5 \times 10^{10}$ cm, visibility of the counter-jet would require $i > 87^\circ$, which is larger than all current estimates of the orbital inclination of GX 339-4. Alternatively, if the disc is truncated

in its inner parts, the IR emitting region of the jet could be visible through this central hole in the accretion disc. Assuming that the IR radiation is not absorbed or scattered in the hot inner flow and ignoring light bending effects, visibility requires a viewing angle $i < \tan^{-1}(R_{\text{in}}/z_{\text{IR}})$. During the observations considered in this paper, the source was in a bright hard state in which the inner radius of the disc, R_{in} cannot be very large (see e.g. Plant et al. 2015; De Marco et al. 2017). Assuming $R_{\text{in}} < 100 R_{\text{G}} \simeq 1.5 \times 10^8$ cm would require $i < 0.6^\circ$ to be able to see the counter jet. This is smaller than all current estimates of the orbital plane inclination. It is therefore very unlikely that the counter jet of GX 339-4 is visible at IR wavelength and from now on we will consider only the emission from the jet pointing towards the observer.

4.3 Jet precession in ISHEM

In the context of the internal shock model, the randomly variable velocity of the jet as well as the dynamics of shell collisions could significantly reduce the amplitude of the oscillations. In order to investigate this issue, jet precession was implemented in ISHEM. The main features of the numerical model are the following:

We assume each shell is ejected in a slightly different direction, according to the precession direction at the time of ejection, and then propagates ballistically. When two shells collide, their 3D momenta are added up so that the resulting shell then travels in a direction that is closer to the precession axis. In this process, the precession is gradually damped along the jet as the hierarchical merging of the ejecta takes place. At large distances, where the jet is constituted mostly by the product of collisions of many shells that were ejected over a time $\gtrsim 1/f_p$, the radial component of the velocity has vanished and their trajectory is almost exactly along the precession axis. Therefore, precession occurs only close to the base of the jet and does not have a significant effect on the jet opening angle measured at large distances, e.g. from radio measurement. It does not lead to a jet opening angle much larger than observed as could be expected if the whole jet precessed with the hot flow.

In this exploratory version of the model, the trajectory of the ejecta is followed only in 1 D along the z axis. In this scheme, we consider that a collision occurs exactly as in the non-precessing model when two shells reach the same elevation. We do not consider the amount of 3D overlap of the shells or indeed the possibility that an incoming ejecta may 'miss' its target due to too different trajectories. This, however, is a reasonable approximation as long as the precession angle is not too large compared to the jet opening angle.

In the simulations presented in this paper, we assume that the IR emitting region of the counter jet is hidden from our view, only the emission from the jet pointing towards the observer is taken into account.

The modulation predicted by equation (3) is perfectly periodic and would imply that the QPO profile in the PSD is a delta function. However, the observed X-rays and IR QPOs both have a significant width. This implies that the amplitude, the frequency, and/or the phase of the oscillations vary in time. In the context of the LT precession model this could, in principle, be caused by modulations of the precession angle or frequency driven by fluctuations of the mass accretion rate and accretion flow spin axis. However to our knowledge, those coherence breaking mechanisms have never been investigated in detail and such a study is clearly out of the scope of this paper. In order to account for these effects in a simple manner, we introduce a new parameter Q , which defines the number of cycles over which the precession remains coherent. In the simulations, the

phase of the precession is changed to a new random value after every Q cycles.

Also, since in our scenario, both the X-ray and IR QPOs are caused by the geometrical effects associated with precession of the hot flow and the jet, the X-ray oscillation should not be fed to the jet. For this reason and from now on, the X-ray QPO is subtracted from the power spectrum used to generate the fluctuations of Γ . In practice, we use the same multi-Lorentzian best-fitting model of the X-ray PSD as before but with the two QPO features at 0.09 and 0.16 Hz removed (see Fig. 2). This new PSD of the fluctuations of $\Gamma - 1$ is shown in the top panel of Fig. 9 and compared to the X-ray PSD. As the shape of the SED is sensitive to the input PSD of the fluctuations, we had to change slightly the jet power and jet opening angle in order to ensure that the radio and IR fluxes are matched by the model. The new model parameters are $\phi = 3.5^\circ$ and $P_j = 0.145L_E$, respectively. In the following we refer to this model as model B.

Fig. 9 also shows the IR PSD predicted by ISHEM for a precession frequency $f_p = 0.08$ Hz and angle $\psi = 5^\circ$ and $Q = 10$. One can see that the model IR QPO has an amplitude that is qualitatively consistent with the observations (once the correction for the constant component is applied). This QPO amplitude is also in agreement with the simple analytical estimates presented above. Fig. 10 illustrates the dependence of the synthetic PSD on wavelength. As already discussed in M14, the jet behaves as a low-pass filter gradually removing the fastest variability at longer wavelength. Moreover, as can be seen in Fig. 10, and as expected, the amplitude of the QPO quickly decreases at longer wavelengths due to the damping of the radial component of the shell velocities. At 4.3×10^{11} Hz, there is no trace of a QPO in the PSD. From Fig. 4, we see that this wavelength is emitted mostly around an elevation of $\sim 10^6 R_{\text{G}}$. This implies that the precession is already completely damped at this scale and is therefore unlikely to have a significant effect on the radio jet structures observed on the much larger scales of $10^7 - 10^9 R_{\text{G}}$.

The effect of varying Q is illustrated in Fig. 11, as Q is increased the QPO becomes stronger and narrower because it is more coherent, the data suggest $Q \sim 10$. From a fit of the observed IR PSD, we find that the quality factor of the observed IR QPO is $Q = 14 \pm 3$, which is comparable.

Fig. 9 also displays the X-ray versus IR coherence and lag spectra. They are similar to those of the fiducial model A (see Fig. 3) despite the slightly different PSD of fluctuations used as input. The absence of low-frequency oscillation in the input fluctuations of $\Gamma - 1$ reduces the coherence at low frequency, making it closer to the observed coherence. The model lags are slightly more negative at low frequencies. The positive lags measured in the data at the IR and X-ray QPO frequencies are most likely related to the coupling between X-ray and IR QPO and are not expected to be reproduced by the model since the X-ray QPOs are not taken into account.

5 EXPLORING PARAMETER SPACE

As mentioned above, the main driver of the spectral shape is the power spectrum used as input for the jet Lorentz factor fluctuations. The other parameters like the average jet Lorentz factor, the jet opening angle, inclination, or the jet kinetic power, change only the normalization of the SED and shift the SED shape along the frequency axis. This shift of the SED along the frequency axis induces changes in the timing properties observed at a fixed frequency. For instance, let us suppose that the jet kinetic power is increased while all the other parameters (including $\bar{\Gamma}$) are kept constant. The model predicts that the SED shifts towards higher frequency because the

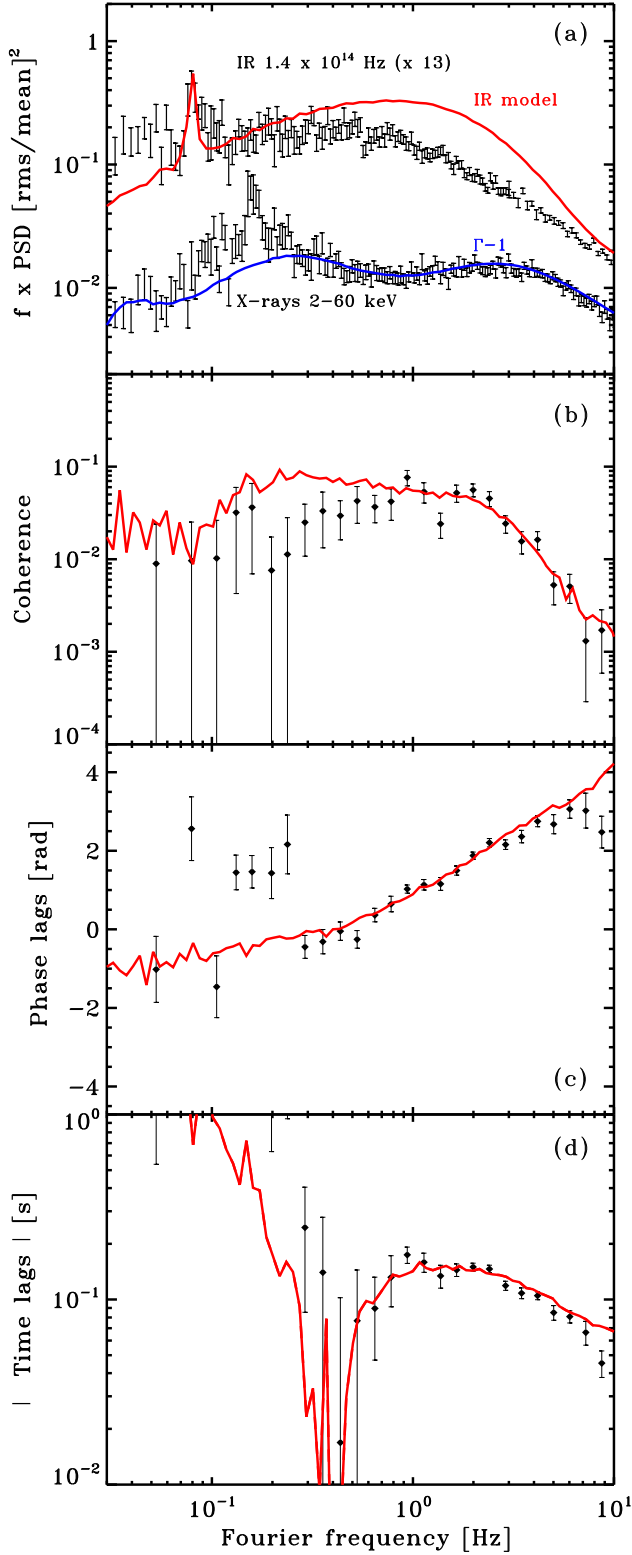


Figure 9. Panel (a): Comparison of the PSD of model B to the observation of K16. The blue curve shows the X-ray PSD which also corresponds to the PSD of the jet Lorentz factor fluctuations with QPO features subtracted. The red curve shows the model IR PSD. The data are shown in black. The normalization of the observed IR PSD is multiplied by a factor of 10. The other panels display a comparison of the X-ray versus IR coherence and lags spectra of the fiducial model to the observation of K16. The red curve shows the model coherence (panel b), phase lags (panel c), and absolute value of time lags (panel d). The data are shown in black.

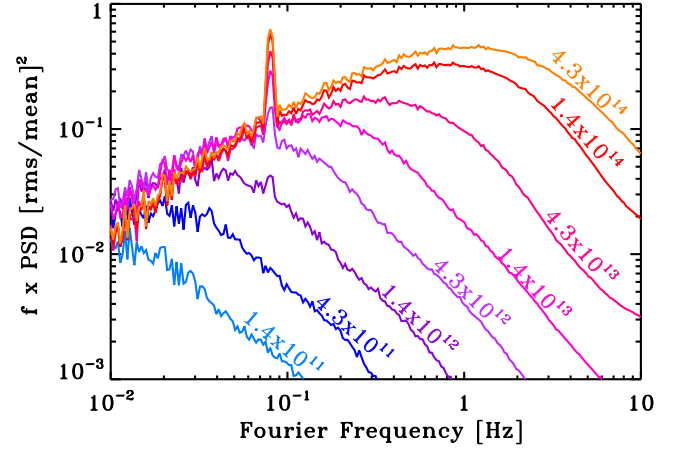


Figure 10. Dependence of the synthetic PSD on the photon frequency. The parameters are those of the fiducial model B also shown in Fig. 9. The various curves show the synthetic PSD calculated at photon frequencies of 1.4×10^{11} Hz, 4.3×10^{11} Hz, 1.4×10^{12} Hz, 4.3×10^{12} Hz, 1.4×10^{13} Hz, 4.3×10^{13} Hz, 1.4×10^{14} Hz, and 4.3×10^{14} Hz as labelled.

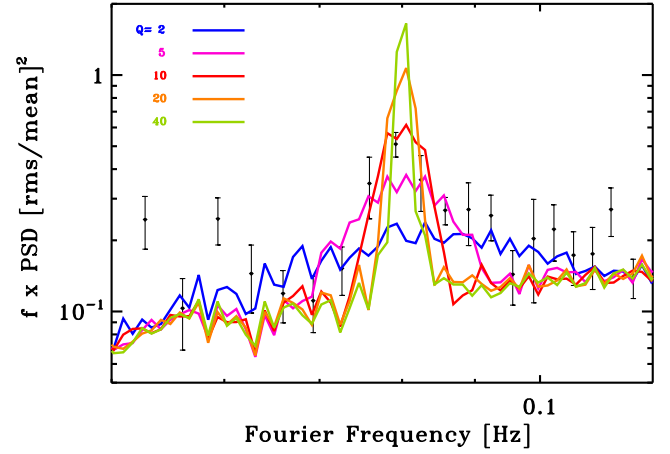


Figure 11. Dependence of the synthetic QPOs on the quality factor parameter Q . The other model parameters are those of the fiducial model B also shown in Fig. 9.

energy density in the jet increases. However, changing the jet kinetic power has negligible effects on the shell collisions and the (normalized) shock dissipation profile along the jet is practically unchanged. The only difference is that our reference band (let us say the IR band) now probes larger distances in the jet. Therefore, we will observe longer time-scales in the IR PSD and lags. In the end, in terms of timing properties, the effect of changing the jet power and observing at a fixed frequency is almost equivalent to observing the jet at different frequencies (as in Fig 10). The same can be said for most of the model parameters such as the jet opening angle, for example. Indeed, when these parameters are varied, the fixed observed frequency will probe radiation coming from different regions of the jet and this will affect the timing properties.

Let us now consider a different set of these parameters that produce exactly the same model SED. This is the situation that we have with GX 339-4: we have a fixed observed SED that the model can fit with many different combinations of parameters. In general, the changes in the different parameters combine so that the IR band always probes the same region of the jet and the IR timing properties

are unchanged. In other words, there is degeneracy not only in the spectral but also in the timing properties.

This is not true of all the parameters however. As we will show in the following, the inclination angle and the average jet Lorentz factor have a deeper effect on the timing properties that can be used to break some of the degeneracies. Therefore, by using simultaneously the timing and spectral data, one may constrain not only the basic jet parameters but also the dynamical accretion–ejection coupling processes.

5.1 Effects of the inclination angle

The inclination angle i does not affect the intrinsic dynamics of the shell collisions, but it changes the amplitude of the Doppler effects. To illustrate the effects, we start from fiducial model B and varied the jet inclination i , in the range 1° to 85° . For each value of the inclination, the jet kinetic power was also modified to maintain a good agreement with the spectral data. The ‘best-fitting’ parameters are shown in Table 1 (models C1 to C4). The timing results are shown in Fig. 12.

The apparent time-scales of the fluctuations increase with i like $1 - \beta \cos i$, which explains the shift of the PSD break towards low Fourier frequencies at larger inclination that can be seen in the top panel of Fig. 12. The break frequency in the coherence spectrum follows the evolution of the PSD break. Because the observed time-scales increase with i , the high-frequency lags are longer at high inclination. However the shift of the lag spectrum towards lower frequencies combined with the slow decrease of the lag with frequency mean that the lag amplitude is not changed by more than a factor of 2 or so. Finally, the time-lags at high frequency are not very sensitive to i and remains of the order of 100 ms.

We note the significant changes in the amplitude of the low-frequency negative phase lags which are close to 0 for face-on and approach $-\pi$ for edge-on inclinations. This change is due to the different modulation of the IR light curves by the fluctuations of the relativistic Doppler boosting factor δ at different angles. For $\sin i < 1/\Gamma$, the relativistic Doppler boosting factor δ is correlated with Lorentz factor, Γ , of the ejecta. Since we have assumed that X-ray flux scales linearly with Γ , this will add a positive correlation between X-ray and IR light curves which will reduce the low-frequency anticorrelation caused by the dips of $\Gamma(t)$ (see Section 3.5), and enhance the positive response of both dips and spikes. This results in the reduction of the negative lags. On the contrary, for $\sin i > 1/\Gamma$, an anticorrelation is expected between Γ and δ and this makes the lags more negative.

Finally, as expected, the lower inclinations allow for a stronger modulation through jet precession which leads to a more prominent IR QPO.

When qualitatively comparing the different models of Fig. 12 to the data, one can see that the the PSDs obtained for higher inclinations ($\geq 40^\circ$) are closer to the observed IR PSD shape than the prediction obtained for our fiducial inclination of 23° . Indeed, they have a flatter low-frequency component (in $f \times \text{PSD}$ representation) and a break at lower frequency. A higher inclination, however also leads to a loss of coherence at high Fourier frequencies, this does not fit the high-frequency coherence spectrum as well as the model with $i = 23^\circ$. A higher inclination is also energetically demanding as it requires a larger jet power to fit the SED (see Table 1). For our fiducial average jet Lorentz factor $\bar{\Gamma} = 2$, the trade-off between these effects suggests a preferred viewing angle in the approximate range $20^\circ < i < 40^\circ$.

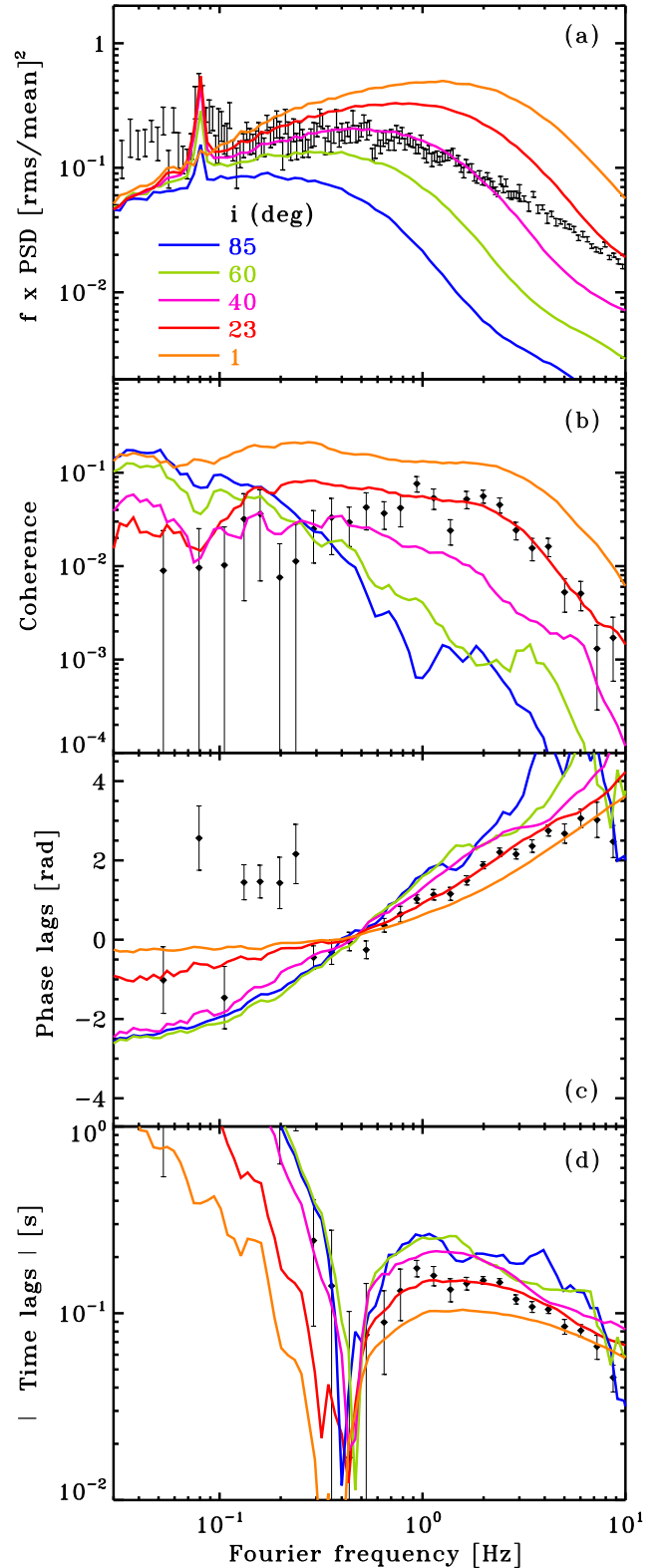


Figure 12. Dependence of the timing characteristics on jet inclination. The model parameters are shown in Table 1, models C1–C4 and B.

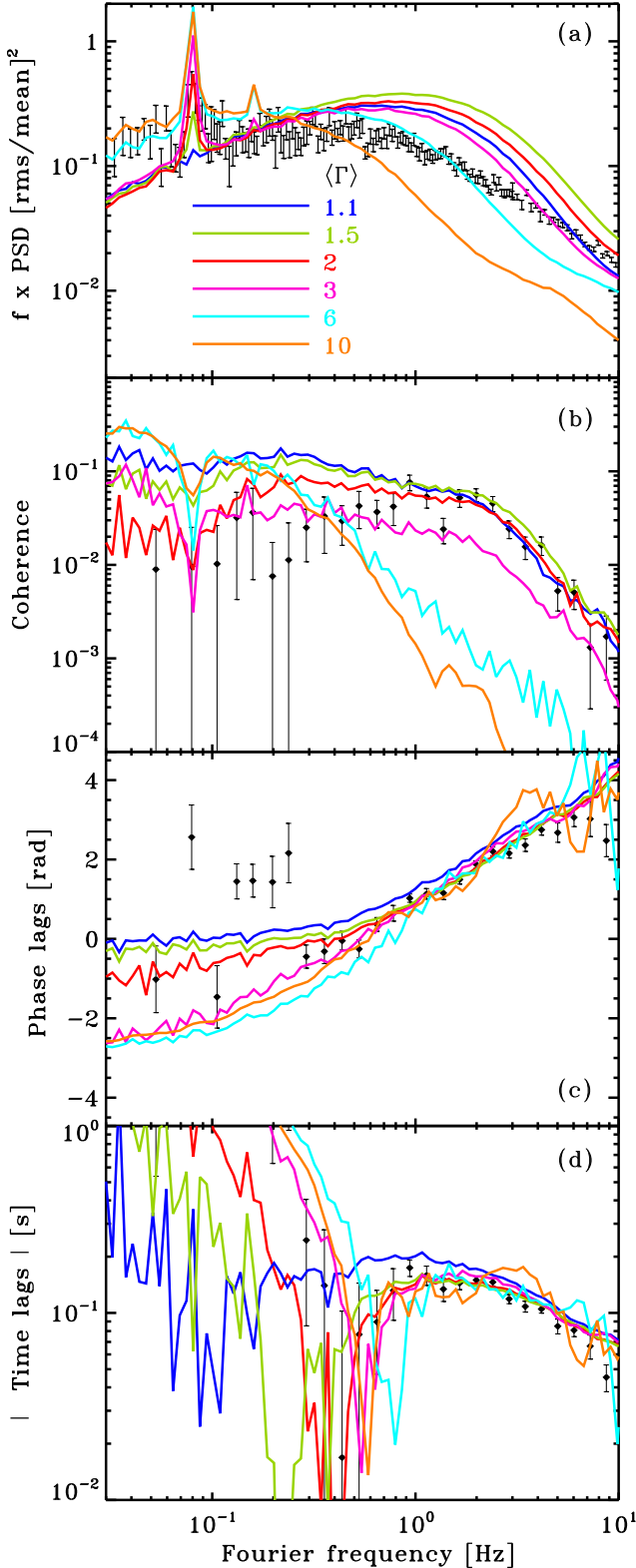


Figure 13. Dependence of the timing characteristics on jet Lorentz factor. The model parameters are shown in Table 1, models D1–D5 and B.

5.2 Effects of jet Lorentz factor

Among the model parameters, the average jet Lorentz factor $\bar{\Gamma}$ is the only one which has direct effects on the dynamics of the collisions.

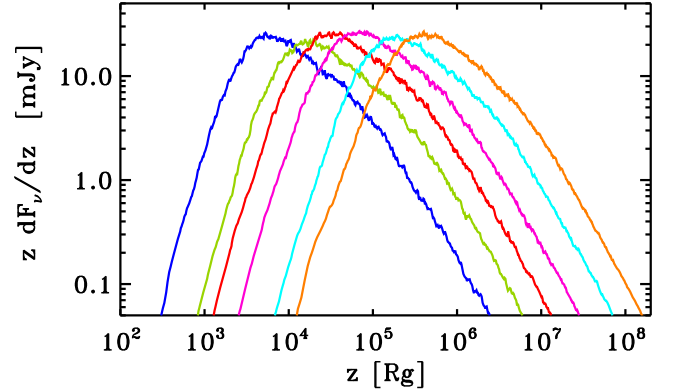


Figure 14. IR emissivity profiles: dependence on jet Lorentz factor, the different models (colours) correspond of those of Fig. 13.

Again, we start from fiducial model B and check the effects of the time-averaged jet Lorentz factor. We calculated models for jet Lorentz factors in the range 1.1–10; for each value of the jet Lorentz factor, the jet kinetic power and the jet opening angle are modified to maintain a good agreement with the spectral data. The ‘best-fitting’ parameters are shown in Table 1 (models D1–D5). The timing results are shown in Fig. 13.

As $\bar{\Gamma}$ increases, the apparent time-scales become faster due to the Doppler beaming effects as in the case of a decreased inclination. However at the same time, the shocks gradually take place on larger scales, at a larger distance from the black hole. Indeed, the amplitudes of fluctuations of $\Gamma - 1$ have the same fractional amplitude as the X-ray flux. Therefore, when $\bar{\Gamma}$ is increased, the amplitude of the fluctuations also increases linearly. However, as the velocity of the ejecta approaches the speed of light, the amplitude of the velocity fluctuations are limited and decrease. Smaller jet velocity fluctuations imply that the collisions occur at larger distances from the black hole and at larger scales. Fig. 14 shows the IR emissivity profiles along the jet for the different jet Lorentz factors. The distance to the peak of the IR emission increases with $\bar{\Gamma}$, by more than two orders of magnitude. This counters the Doppler effect and tends to shift the break of the PSD towards lower frequencies as $\bar{\Gamma}$ increases.

The dependence of the relativistic Doppler boosting factor on velocity and inclination implies that on long time-scales the IR flux is more correlated with the jet Lorentz factor for jet inclinations with respect to the line of sight so that $\cos i > \beta$, or equivalently $\bar{\Gamma} < 1/\sin i$. For the inclination of 23° of the fiducial model, this corresponds to $\bar{\Gamma} < 2.56$. Below this limit, the jet emission is correlated with Γ and we obtain a lag close to zero at low frequencies. For larger $\bar{\Gamma}$, the IR emission is anticorrelated with the fluctuations of Γ and a stronger anticorrelation is observed. At low frequencies, the phase lag is getting gradually closer to $-\pi$.

Finally we note that the modulation associated with jet precession becomes stronger at large $\bar{\Gamma}$ as expected from the estimates of Section 4.1, and its harmonic content increases as well. The second harmonic of the IR QPO becomes apparent for $\bar{\Gamma} \geq 3$ in Fig. 13.

When comparing with the data, larger Lorentz factors predict IR PSDs that are closer to the observation (see, e.g. model D4 with $\bar{\Gamma} = 6$). However, the effect of larger Lorentz factors is also to reduce the coherence at high frequencies and the coherence spectra is clearly not reproduced for $\bar{\Gamma} \geq 3$. If in addition, we consider that the harmonic of the IR QPO is not apparent in the data, we can conclude that our results indicate $\bar{\Gamma} \leq 3$.

5.3 Effects of jet disc coupling

Of course the results depend also on the assumed relation between the instantaneous X-ray flux and Lorentz factor. So far we have assumed that $\Gamma - 1$ scales linearly with the X-ray flux. We now generalize this by assuming a non-linear relation:

$$\Gamma - 1 \propto L_X^g, \quad (5)$$

where the fixed exponent g can take any positive or negative value.

In practice, we generate a time series L_X which has the same power spectrum as the observed X-ray light curve (as described in M14) and then we define the fluctuations of the Lorentz factor as:

$$\Gamma = 1 + (\bar{\Gamma} - 1) \frac{L_X^g}{\langle L_X^g \rangle} \quad (6)$$

where $\langle L_X^g \rangle$ is the time average of L_X^g . When g differs from unity, the rms amplitude of the fluctuations of $\Gamma - 1$, and even their PSD shape can strongly deviate from that observed in X-rays.

We calculated several models with different values of the g parameter, adjusting the jet power and opening angle in order to keep the SED in agreement with the data as indicated in Table 1. The results are shown in Fig. 15.

If the exponent g is positive, increasing g increases the amplitude of jet Lorentz factor fluctuations. As a consequence, the rms variability and the coherence increase, especially at high frequencies. Also, the high-frequency IR time-lag decreases with increasing g because the IR emitting region is closer to the black hole (mostly due to the faster variability). The choice of a negative g implies an anticorrelation between X-rays and jet Lorentz factor Γ . The case $g = -1$ is shown in Fig. 15. The anticorrelation implies that the IR phase lag is shifted by an angle π (compared to $g = 1$).

Fig. 15 also displays similar models in which instead of assuming that the ejected shells have all the same mass, we assume that they all have the same kinetic power $(\Gamma - 1)mc^2$, despite the fluctuations of Γ . Assuming constant jet power amplifies the anticorrelation at low f because an increase in jet Lorentz factor can lead to a larger decrease in IR flux due to the reduced mass/energy densities of the faster shells. On the other hand, the high-frequency lags are not significantly affected by the choice of this prescription.

Overall, models with $g \simeq 1$ appear to provide better agreement with the data. We note that this may appear in contradiction with the results of M14 who presented synthetic IR light curves and showed that ISHEM could produce an IR vs X-ray cross-correlation function that is similar to the one observed by C10, including a similar ~ 100 ms lags under the assumption of $g = -1$. However, in this study, the SED was not simultaneously fitted with ISHEM, and the assumed fluctuations of Γ were not fixed by the observed PSD but arbitrarily set with a flicker noise power spectrum extending up to 50 Hz. This causes the different results. In fact, the X-ray PSD of GX 339-4 in the hard state does not extend to such high frequencies. It usually shows a break or cut-off below 10 Hz.

The linear $L_X \propto \Gamma - 1$ relation favoured by the data could be interpreted as follows. Let us consider a radiatively efficient accretion flow in which a fraction b of the available accretion power P_{ac} is used for the jet ($P_j = bP_{ac}$) while the remaining part is radiated with a luminosity P_{rad} . Since the X-ray luminosity is a good tracer of P_{rad} :

$$\begin{aligned} L_X \sim P_{rad} &= (1 - b)P_{ac} = (1/b - 1)P_j \\ &= (\Gamma - 1)(1/b - 1)\dot{M}_j c^2, \end{aligned} \quad (7)$$

where \dot{M}_j is the mass ejection rate. In this case, we see that a positive linear connection between X-ray luminosity and $\Gamma - 1$ would happen

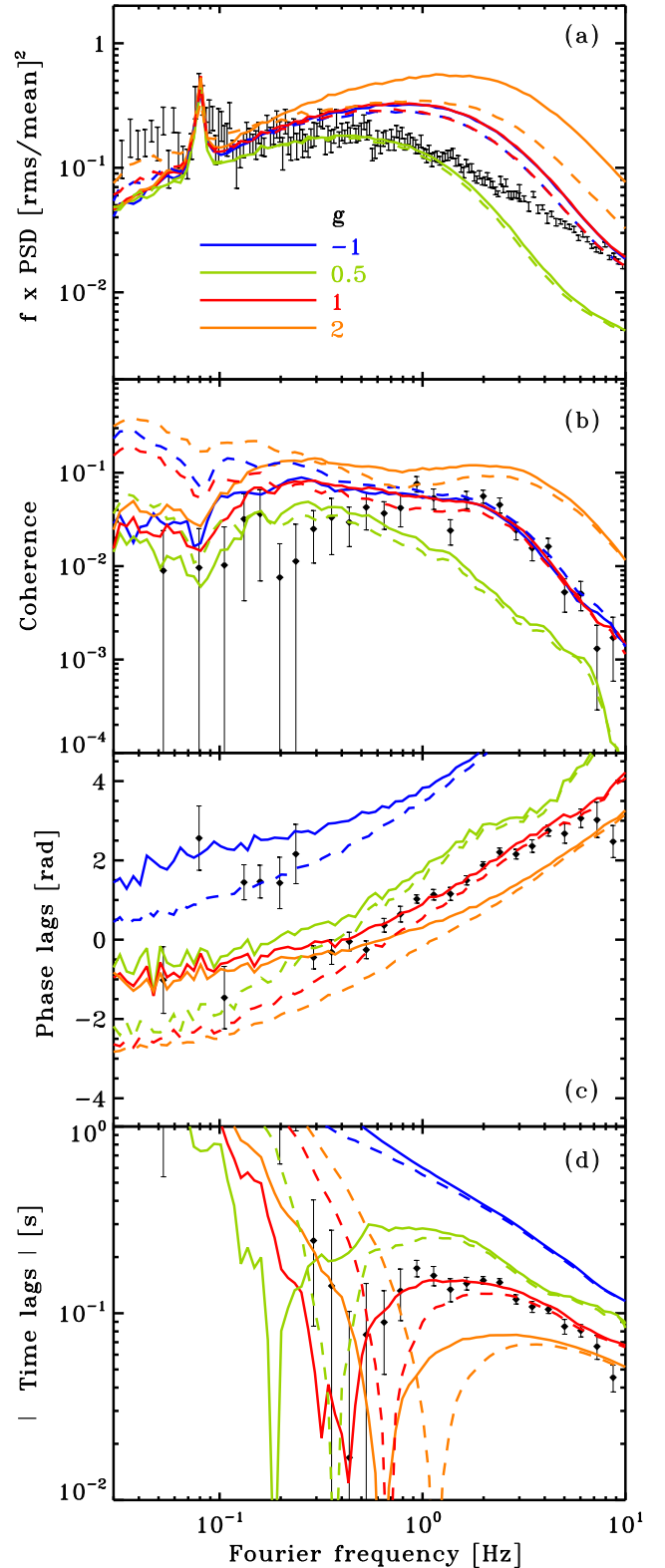


Figure 15. Dependence of the timing characteristics on jet accretion coupling. The model parameters are shown in Table 1. The full lines show the results of simulation assuming that the mass of the ejected shells is a constant (models E1–E3 and B). The dashed lines show the results of simulation assuming that the kinetic jet power does not vary in time (models F1–F4).

if $(1/b - 1)\dot{M}_j$ is a constant (or at least weakly variable on short time-scales). In the context of ISHEM, this condition is realised in models in which the shells are ejected with a constant mass. Indeed, since we have a uniform ejection time-step, \dot{M}_j is constant when averaged over time-scales longer than the ejection time-step (which is shorter than the time-scales probed by our observations). Together with the linear ($g = 1$) relation between X-ray luminosity and Γ , this also implies a constant b .

6 CONCLUSIONS

Overall, our results confirm that jet emission powered by internal shocks driven by the variability of the accretion flow is an excellent candidate for the radio to IR emissions of GX 339-4. We have shown that the same model that reproduces the radio IR SED of GX 339-4 predicts IR variability properties that are very similar to those observed in this source. In particular, the X-ray versus IR coherence and Fourier lags spectrum are astonishingly well-reproduced provided the X-ray flux scales linearly with the fluctuations of the jet Lorentz factor. At high Fourier frequency, the variability of the IR light curves is driven by shell collisions occurring close to the base of the jet emitting region. The shell travel time from the disc, as measured in the observers' frame, corresponds to the observed 100-ms IR lag. At lower frequencies, the IR variability is dominated by the longer time-scale variations of the Lorentz factor. The long time-scale IR fluctuations are roughly related to the time-derivative of the Lorentz factor modulated by fluctuations of the Doppler boosting factor. There is not much room for fine tuning of the model parameters as the observed X-ray PSD determines entirely the shape of the SED, and in large part the IR timing properties of the source. As long as the model parameters are set in order to fit the radio and IR fluxes, the timing properties remain mostly constant, unless the inclination of the jet or the average jet Lorentz factor are varied. The averaged jet Lorentz factor controls the distance scale at which shocks are produced in the jet and this affects the observed time-scales of the variability. The time-scales of the observed IR fluctuations also depend on the inclination i through changes in the Doppler factor. Both inclination and jet Lorentz factor affect the low-frequency modulation of the IR light curve through Doppler amplification effects. Depending on i and $\bar{\Gamma}$, the IR light curves and $\Gamma(t)$ can be either correlated or anticorrelated. The latter could be the cause of the observed negative IR vs X-ray phase lags observed at low Fourier frequencies in GX 339-4. On the other hand, the high-frequency IR lags are not dramatically affected and remain of the order of 100 ms, unless the connection between X-ray flux and Γ is strongly non-linear (i.e. g differs from unity). In fact, the 100-ms time-scale is determined mostly by the high Fourier frequencies of the observed X-ray PSD used as input of our model.

We have shown that IR QPOs of amplitude comparable to that observed by K16 can be produced by jet precession provided that coherent precession is maintained during ~ 10 cycles. If the whole jet precessed with the hot flow, this could lead to much larger jet opening angles than observed. However, in the course of the multiple collisions encountered by the shells as they travel down the jet, their velocity vectors average to the direction of the precession axis. Jet precession can therefore be maintained only close to the black hole and does not affect the large-scale structure of the jet. As a corollary, the model predicts that the amplitude of the QPO should decrease quickly with photon wavelength.

We find the amplitude of the QPO and its harmonic content to be strongly dependent on the jet Lorentz factor and various other

geometrical parameters. Future comparisons with data using a combination of accretion flow and jet precession models for the X-ray and IR QPOs could prove extremely constraining for the geometry of the accretion ejection system. The observables to be reproduced include not only the amplitude and profile of both QPOs but also the IR versus X-ray phase lags at the QPO frequencies. In the case of the K16 data, the hot flow precession geometry must allow for a dominant X-ray QPO harmonic. It is far from given that all these features can be simultaneously reproduced in the framework of the precession model.

Although there are many parameter degeneracies, our modelling of the data from K16 suggests that the jet is mildly relativistic at most. This is indicated by the absence of a detected harmonics of the IR QPOs. The comparisons of the model predictions to the observed Fourier coherence spectrum also suggest that the average jet Lorentz factor $\bar{\Gamma} \leq 3$; otherwise, the predicted coherence is too low above 1 Hz. The jet average velocity may depend on the luminosity and spectral state as suggested by the recent study of Péault et al. (2018) who used ISHEM to model the evolution of the SED of the black hole binary MAXI J1836-194 during an outburst and found that $\bar{\Gamma}$ had to be increased from $\simeq 1.1$ to $\simeq 10$ while the source evolved from the low-hard to the hard-intermediate X-ray state.

Despite our successful modelling of the IR-X-ray correlations observed in GX 339-4 with ISHEM, we found that the predicted amplitude of IR variability is significantly larger than that observed. This remains a problem for our model. This may be solved by the presence of an additional constant component, originating either from the disc or the jet itself and dominating the IR flux. It is also possible that radiative cooling, which is not taken into account in the present version of the model would damp the IR fluctuations to a level closer to that observed. These effects will be studied in future works.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been carried out thanks to the support of the OCEVU Labex (ANR-11-LABX-0060) and the A*MIDEX project (ANR-11-IDEX-0001-02) funded by the "Investissements d'Avenir" French government program managed by the french Research National Agency (ANR). It also received fundings from PNHE in France, and from ANR under CHAOS project ANR-12-BS05-0009 (<http://www.chaos-project.fr>). The authors thank Adam Ingram for useful discussions of the LT precession model for X-ray QPOs and the anonymous referee for useful suggestions.

REFERENCES

- Arévalo P., Uttley P., 2006, MNRAS, 367, 801
 Arnaud K. A., 1996, ASPC, 101, 17
 Bendat J., Piersol A., 1986, Random Data: Analysis and Measurement Procedures, Wiley New York:
 Bošnjak Ž., Daigne F., Dubus G., 2009, A&A, 498, 677
 Buxton M. M., Bailyn C. D., Capelo H. L., Chatterjee R., Dinçer T., Kalemci E., Tomsick J. A., 2012, AJ, 143, 130
 Cadolle Bel M. et al., 2011, A&A, 534, A119
 Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, ApJ, 345, 245
 Casella P., Belloni T., Stella L., 2005, ApJ, 629, 403
 Casella P. et al., 2010, MNRAS, 404, L21 (C 10)
 Chaty S., Dubus G., Raichoor A., 2011, A&A, 529, A3
 Corbel S. et al., 2013, MNRAS, 431, L107
 Daigne F., Mochkovitch R., 1998, MNRAS, 296, 275
 De Marco B. et al., 2017, MNRAS, 471, 1475

- Diğer T., Kalemci E., Buxton M. M., Bailyn C. D., Tomsick J. A., Corbel S., 2012, *ApJ*, 753, 55
- Diğer T., Kalemci E., Tomsick J. A., Buxton M. M., Bailyn C. D., 2014, *ApJ*, 795, 74
- Drappeau S., Malzac J., Belmont R., Gandhi P., Corbel S., 2015, *MNRAS*, 447, 3832 (D15)
- Drappeau S. et al., 2017, *MNRAS*, 466, 4272
- Eikenberry S. S., Patel S. G., Rothstein D. M., Remillard R., Pooley G. G., Morgan E. H., 2008, *ApJ*, 678, 369
- Fabian A. C., Guilbert P. W., Motch C., Ricketts M., Ilovaisky S. A., Chevalier C., 1982, *A&A*, 111, L9
- Ferreira J., 1997, *A&A*, 319, 340
- Fragile P. C., Blaes O. M., Anninos P., Salmonson J. D., 2007, *ApJ*, 668, 417
- Gandhi P. et al., 2010, *MNRAS*, 407, 2166 (G10)
- Gandhi P. et al., 2011, *ApJ*, 740, L13
- Gandhi P. et al., 2017, *NatAs*, 1, 859
- Gierliński M., Done C., Page K., 2009, *MNRAS*, 392, 1106
- Heida M., Jonker P. G., Torres M. A. P., Chiavassa A., 2017, *ApJ*, 846, 132
- Hynes R. I. et al., 2003, *MNRAS*, 345, 292
- Ingram A. R., 2016, *AN*, 337, 385
- Ingram A., Done C., Fragile P. C., 2009, *MNRAS*, 397, L101
- Ingram A., Maccarone T. J., Poutanen J., Krawczynski H., 2015, *ApJ*, 807, 53
- Jamil O., Fender R. P., Kaiser C. R., 2010, *MNRAS*, 401, 394
- Kalamkar M., Casella P., Uttley P., O'Brien K., Russell D., Maccarone T., van der Klis M., Vincentelli F., 2016, *MNRAS*, 460, 3284 (K16)
- Kanbach G., Straubmeier C., Spruit H. C., Belloni T., 2001, *Nature*, 414, 180
- Koljonen K. I. I., Maccarone T., McCollough M. L., Gurwell M., Trushkin S. A., Pooley G. G., Piano G., Tavani M., 2018, *A&A*, 612, A27
- Liska M., Hesp C., Tchekhovskoy A., Ingram A., van der Klis M., Markoff S., 2017, *MNRAS*, 474, L81
- Lyubarskii Y. E., 1997, *MNRAS*, 292, 679
- Magdziarz P., Zdziarski A. A., 1995, *MNRAS*, 273, 837
- Malzac J., 2013, *MNRAS*, 429, L20
- Malzac J., 2014, *MNRAS*, 443, 299 (M14)
- Malzac J., Belloni T., Spruit H. C., Kanbach G., 2003, *A&A*, 407, 335
- Malzac J., Merloni A., Fabian A. C., 2004, *MNRAS*, 351, 253
- Markoff S., Falcke H., Fender R., 2001, *A&A*, 372, L25
- Merloni A., Di Matteo T., Fabian A. C., 2000, *MNRAS*, 318, L15
- Motch C., Ilovaisky S. A., Chevalier C., 1982, *A&A*, 109, L1
- Motta S., Muñoz-Darias T., Casella P., Belloni T., Homan J., 2011, *MNRAS*, 418, 2292
- Nandi A., Debnath D., Mandal S., Chakrabarti S. K., 2012, *A&A*, 542, A56
- Nowak M. A., Vaughan B. A., Wilms J., Dove J. B., Begelman M. C., 1999, *ApJ*, 510, 874
- O'Brien K., Horne K., Hynes R. I., Chen W., Haswell C. A., Still M. D., 2002, *MNRAS*, 334, 426
- Pe'er A., Casella P., 2009, *ApJ*, 699, 1919
- Péault M. et al., 2018, *MNRAS*, preprint ([arXiv:e-print](https://arxiv.org/abs/1808.00000))
- Plant D. S., Fender R. P., Ponti G., Muñoz-Darias T., Coriat M., 2015, *A&A*, 573, A120
- Poutanen J., Veledina A., 2014, *SSRv*, 183, 61
- Rees M. J., 1978, *MNRAS*, 184, 61P
- Rees M. J., Meszaros P., 1994, *ApJ*, 430, L93
- Spada M., Ghisellini G., Lazzati D., Celotti A., 2001, *MNRAS*, 325, 1559
- Stella L., Vietri M., 1998, *ApJ*, 492, L59
- Uttley P., Cackett E. M., Fabian A. C., Kara E., Wilkins D. R., 2014, *A&ARv*, 22, 72
- Vaughan B. A., Nowak M. A., 1997, *ApJ*, 474, L43
- Veledina A., Poutanen J., 2015, *MNRAS*, 448, 939
- Veledina A., Poutanen J., Vurm I., 2011, *ApJ*, 737, L17
- Veledina A., Poutanen J., Ingram A., 2013, *ApJ*, 778, 165
- Veledina A., Gandhi P., Hynes R., Kajava J. J. E., Tsygankov S. S., Revnivtsev M. G., Durant M., Poutanen J., 2017, *MNRAS*, 470, 48
- Vincentelli F. M. et al., 2018, *MNRAS*, 477, 4524
- Wijnands R., Homan J., van der Klis M., 1999, *ApJ*, 526, L33

APPENDIX: SPECTRAL FITS COMBINING ISHEM AND DISKIR

We fit the observed SED of GX 339-4 using XSPEC (Arnaud 1996), with a model combining ISHEM, a self-irradiated accretion flow model DISKIR (Gierliński et al. 2009), a reflection component PEXRAV (Magdziarz & Zdziarski 1995), a gaussian line to model the Fe K line around 6.4 keV, and neutral X-ray absorption (TBABS model in XSPEC).

In order to fit with the ISHEM model in XSPEC, we have written a simple ‘local model’ routine that uses a pre-calculated synthetic jet SED resulting from a specific ISHEM simulation. The XSPEC routine attempts to match the data by shifting the pre-calculated model in frequency and normalization. As the emission from the higher energy end of the particle distribution is not treated in the current version of ISHEM, the XSPEC model offers the possibility to add an exponential cut-off at high frequency to the optically thin synchrotron emission from the jet. The three free parameters of the model are the shift in frequency, the shift in normalization, and the cut-off energy E_{cut} . Once the shift in frequency and normalization required to fit the data is determined from the fit, we can use it to calculate analytically the different combinations of ISHEM parameters that would allow us to produce such a fit (see Péault et al. 2018 for details). This is how the model parameters listed in Table 1 were determined. Once a parameter set is chosen, we can run a new simulation and fit again with XSPEC to check that this best-fitting parameter set requires negligible shift in frequency and normalization to match the data.

The DISKIR model calculates the emission of a truncated accretion disc irradiated by a hot Comptonizing accretion flow. We found that reasonable fits of the XMM-Newton and RXTE data of K16 also require an iron line and reflection component. However, the many parameters of the DISKIR and reflection are degenerate and we decided to ‘freeze’ many of them in our fits. We fixed the gaussian line energy and width at 6.7 keV and 0.5 keV, respectively. In PEXRAV, the primary emission parameters were tied to the DISKIR parameters of the Comptonizing plasmas (spectral index Γ and temperature kT_e), the inclination was fixed to the jet inclination of ISHEM (i.e. 23° in most cases), the abundances are assumed to be solar, and the reflection coefficient R was set to -1 so that the primary emission is ignored and PEXRAV returns a pure reflection component. To account for the reflection and iron line, we have only two remaining free parameters which are their respective normalizations. In addition, the DISKIR parameters related to the irradiation of the inner disc were also fixed at their default values in our fits, namely the fraction of Comptonized radiation reprocessed in the inner disc was set to $f_{\text{in}} = 0.1$, and the radius of the Compton-illuminated disc in terms of the inner disc radius was set to $R_{\text{ir}} = 1.2$. Due to absolute calibration errors, fitting simultaneously the RXTE and XMM-Newton requires a different normalization. In order to account for this uncertainty, we choose to multiply the whole model by a normalization constant when comparing it to the XMM-Newton spectrum. This constant is a fitted parameter that we find to be close to 0.75 in all of our fits. Note that the XMM-Newton data shown in Figs 1 and 6 were corrected by this factor to match the RXTE data.

We also found that due to the relatively poor quality of our IR to UV coverage it was not possible to constrain simultaneously the shift and normalization of ISHEM and the reprocessed emission originating in the outer accretion disc. The latter is mostly controlled by the parameter f_{out} , the fraction of Comptonized radiation that is reprocessed in the outer disc, and R_{out} the outer disc radius in terms of the inner disc radius. We, therefore set a fixed value of f_{out} in our fits. And, since we are mostly interested in models in which

Table A1. Diskir model parameters.

ISHEM Model	N_{H} (10^{21} cm $^{-2}$)	kT_{disc} (keV)	Γ	kT_{e} (keV)	$L_{\text{c}}/L_{\text{d}}$	f_{out}	$\log R_{\text{out}}$	N_{diskir}	$\chi^2/\text{d.o.f}$
A	6.1 ± 0.2	$0.142^{+0.003}_{-0.005}$	1.78 ± 0.02	$14.1^{+3.2}_{-1.7}$	$2.61^{+0.82}_{-0.46}$	5×10^{-2} (f)	$3.19^{+0.27}_{-1.19}$	$7.10^{+0.81}_{-0.77} \times 10^5$	1817/1952
B	6.1 ± 0.2	$0.142^{+0.003}_{-0.005}$	1.78 ± 0.02	$14.1^{+3.2}_{-1.7}$	$2.60^{+0.80}_{-0.46}$	5×10^{-2} (f)	$3.01^{+0.37}_{-1.25}$	$7.18^{+0.84}_{-0.76} \times 10^5$	1830/1952
A'	5.2 ± 0.1	$0.116^{+0.003}_{-0.002}$	1.75 ± 0.02	$21.2^{+3.2}_{-1.7}$	$9.86^{+0.82}_{-0.46}$	5×10^{-3} (f)	$4.81^{+0.27}_{-1.19}$	$4.80^{+0.81}_{-0.77} \times 10^5$	1797/1952

the jet dominates the IR emission, we first fitted the radio to IR SED with ISHEM only. Then, keeping the ISHEM parameters fixed, we added the optical/UV and X-ray data and fitted for the accretion flow parameters. The best fits that we obtained for ISHEM simulations using the observed X-ray PSD of GX 339-4 as input, including the QPO (model A), or not (model B) were statistically acceptable with reduced $\chi^2 < 1$. The best-fitting model parameters of the DISKIR model corresponding to ISHEM models A and B are very similar and are shown in Table A1.

We note that due to the model degeneracy as well as the gaps in our broad-band coverage, it is possible to find different model parameters that provide a statistically equivalent representation of the data. In particular, as a possible solution to the strong IR variability predicted by ISHEM, we can find a spectral decomposition of the observed SED in which the IR emission is dominated by the

accretion flow. Changing the jet power and jet opening angle of model A to $P_J = 0.30$ and $\phi = 20^\circ$, the jet SED shifts redwards in frequency by a factor 0.24 and the model normalization is reduced by a factor 0.55. Alternatively, increasing $\bar{\Gamma}$ from 2 to 3, we would obtain an identical SED for $P_J = 0.21$ and $\phi = 4.8^\circ$. The IR flux predicted by this model (hereafter model A') represents less than 20 percent of the observed one. Then, freezing $f_{\text{out}} = 5 \times 10^{-3}$, a DISKIR model fit allows to account for the IR to X-ray emission. The result is displayed on Fig. 6 and the best-fitting parameters are shown in Table A1.

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Bibliographie

- Abraham Achterberg, Yves A. Gallant, John G. Kirk, and Axel W. Guthmann. Particle acceleration by ultrarelativistic shocks : theory and simulations. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 328 :393–408, Dec 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04851.x. 26
- K. A. Arnaud. XSPEC : The First Ten Years. In George H. Jacoby and Jeannette Barnes, editors, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, volume 101 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, page 17, Jan 1996. 47
- W. Baade and R. Minkowski. On the Identification of Radio Sources. The Astrophysical Journal, 119 :215, January 1954. doi : 10.1086/145813. 1
- Arash Bahramian, James Miller-Jones, Jay Strader, Alexandra Tetarenko, Richard Plotkin, Anthony Rushton, Vlad Tudor, Sara Motta, and Laura Shishkovsky. Radio/X-ray correlation database for X-ray binaries, May 2018. URL <https://doi.org/10.5281/zenodo.1252036>. 20
- Scott D. Barthelmy, Louis M. Barbier, Jay R. Cummings, Ed E. Fenimore, Neil Gehrels, Derek Hullinger, Hans A. Krimm, Craig B. Markwardt, David M. Palmer, Ann Parsons, Goro Sato, Masaya Suzuki, Tadayuki Takahashi, Makota Tashiro, and Jack Tueller. The Burst Alert Telescope (BAT) on the SWIFT Midex Mission. Space Science Reviews, 120(3-4) :143–164, Oct 2005. doi : 10.1007/s11214-005-5096-3. 29
- A. R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 182 :147–156, January 1978. doi : 10.1093/mnras/182.2.147. 50
- T. Belloni. Black Hole States : Accretion and Jet Ejection. In Luciano Burderi, L. Angelo Antonelli, Francesca D’Antona, Tiziana di Salvo, Gian Luca Israel, Luciano Piersanti, Amedeo Tornambè, and Oscar Straniero, editors, Interacting Binaries : Accretion, Evolution, and Outcomes, volume 797 of American Institute of Physics Conference Series, pages 197–204, Oct 2005. doi : 10.1063/1.2130233. 18
- T. Belloni. Black-hole transients : From QPOs to relativistic jets. Advances in Space Research, 38 :2801–2804, Jan 2006. doi : 10.1016/j.asr.2005.10.048. 17
- R. D. Blandford and A. Königl. Relativistic jets as compact radio sources. The Astrophysical Journal, 232 :34–48, Aug 1979. doi : 10.1086/157262. 21, 51
- R. D. Blandford and D. G. Payne. Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 199 :883–903, Jun 1982. doi : 10.1093/mnras/199.4.883. 14

- R. D. Blandford and R. L. Znajek. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 179 :433–456, May 1977. doi : 10.1093/mnras/179.3.433. 14
- C. Brocksopp, R. M. Bandyopadhyay, and R. P. Fender. “Soft X-ray transient” outbursts which are not soft. New Astronomy, 9 :249–264, May 2004. doi : 10.1016/j.newast.2003.11.002. 36
- David N. Burrows, J. E. Hill, J. A. Nousek, J. A. Kennea, A. Wells, J. P. Osborne, A. F. Abbey, A. Beardmore, K. Mukerjee, A. D. T. Short, G. Chincarini, S. Campana, O. Citterio, A. Moretti, C. Pagani, G. Tagliaferri, P. Giommi, M. Capalbi, F. Tamburelli, L. Angelini, G. Cusumano, H. W. Bräuninger, W. Burkert, and G. D. Hartner. The Swift X-Ray Telescope. Space Science Reviews, 120(3-4) :165–195, Oct 2005. doi : 10.1007/s11214-005-5097-2. 29
- Jason A. Cardelli, Geoffrey C. Clayton, and John S. Mathis. The Relationship between Infra-red, Optical, and Ultraviolet Extinction. The Astrophysical Journal, 345 :245, Oct 1989. doi : 10.1086/167900. 48
- P. Casella, T. Belloni, and L. Stella. The ABC of Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations in Black Hole Candidates : Analogies with Z Sources. The Astrophysical Journal, 629 :403–407, Aug 2005. doi : 10.1086/431174. 18
- P. Casella, T. J. Maccarone, K. O’Brien, R. P. Fender, D. M. Russell, M. van der Klis, A. Pe’Er, D. Maitra, D. Altamirano, T. Belloni, G. Kanbach, M. Klein-Wolt, E. Mason, P. Soleri, A. Stefanescu, K. Wiersema, and R. Wijnands. Fast infrared variability from a relativistic jet in GX 339-4. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 404 :L21–L25, May 2010. doi : 10.1111/j.1745-3933.2010.00826.x. 50
- Fabien Casse. The role of magnetic turbulence in astrophysical jet launching and cosmic ray transport. 06 2001. 15
- S. B. Cenko, A. A. Miller, and J. S. Bloom. Spectroscopy of the MAXI J1836-194 Optical Counterpart : Likely Be X-ray Binary. The Astronomer’s Telegram, 3614, August 2011. 35
- S. Chaty, G. Dubus, and A. Raichoor. Near-infrared jet emission in the microquasar XTE J1550-564. Astronomy & Astrophysics, 529 :A3, May 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015589. 78
- S. Corbel and R. P. Fender. Near-Infrared Synchrotron Emission from the Compact Jet of GX 339-4. The Astrophysical Journal, 573 :L35–L39, Jul 2002. doi : 10.1086/341870. 2, 18
- S. Corbel, R. P. Fender, A. K. Tzioumis, M. Nowak, V. McIntyre, P. Durouchoux, and R. Sood. Coupling of the X-ray and radio emission in the black hole candidate and compact jet source GX 339-4. Astronomy and Astrophysics, 359 :251–268, Jul 2000. 2, 16, 19
- S. Corbel, M. A. Nowak, R. P. Fender, A. K. Tzioumis, and S. Markoff. Radio/X-ray correlation in the low/hard state of GX 339-4. Astronomy and Astrophysics, 400 :1007–1012, Mar 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20030090. 2, 19
- S. Corbel, M. Coriat, C. Brocksopp, A. K. Tzioumis, R. P. Fender, J. A. Tomsick, M. M. Buxton, and C. D. Bailyn. The ‘universal’ radio/X-ray flux correlation : the case study of the black hole GX 339-4. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 428 :2500–2515, Jan 2013. doi : 10.1093/mnras/sts215. 19

- M. Coriat, S. Corbel, L. Prat, J. C. A. Miller-Jones, D. Cseh, A. K. Tzioumis, C. Brocksopp, J. Rodriguez, R. P. Fender, and G. R. Sivakoff. Radiatively efficient accreting black holes in the hard state : the case study of H1743-322. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 414 :677–690, Jun 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18433.x. [20](#)
- A. Crusius and R. Schlickeiser. Synchrotron radiation in random magnetic fields. Astronomy and Astrophysics, 164(2) :L16–L18, Aug 1986. [78](#)
- H. D. Curtis. Descriptions of 762 Nebulae and Clusters Photographed with the Crossley Reflector. Publications of Lick Observatory, 13 :9–42, January 1918. [1](#)
- F. Daigne and R. Mochkovitch. Gamma-ray bursts from internal shocks in a relativistic wind : temporal and spectral properties. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 296 (2) :275–286, May 1998. doi : 10.1046/j.1365-8711.1998.01305.x. [25](#)
- M. Del Santo, E. Kuulkers, J. Rodriguez, C. Baldovin, E. Bozzo, I. Caballero, M. Cadolle Bel, F. Capitanio, J. Chenevez, I. Kreykenbohm, M. Kuehnel, C. Sanchez-Fernandez, K. Watanabe, and G. Weidenspointner. INTEGRAL Observations of MAXI J1836-194. The Astronomer’s Telegram, 3652, September 2011. [35](#)
- T. Dinçer, E. Kalemci, J. A. Tomsick, M. M. Buxton, and C. D. Bailyn. Complete Multiwavelength Evolution of Galactic Black Hole Transients during Outburst Decay. II. Compact Jets and X-Ray Variability Properties. The Astrophysical Journal, 795 :74, Nov 2014. doi : 10.1088/0004-637X/795/1/74. [20](#)
- S. Drappeau, J. Malzac, R. Belmont, P. Gandhi, and S. Corbel. Internal shocks driven by accretion flow variability in the compact jet of the black hole binary GX 339-4. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 447 :3832–3839, Mar 2015. doi : 10.1093/mnras/stu2711. [27](#), [50](#), [51](#), [84](#)
- S. Drappeau, J. Malzac, M. Coriat, J. Rodriguez, T. M. Belloni, R. Belmont, M. Clavel, S. Chakravorty, S. Corbel, J. Ferreira, P. Gandhi, G. Henri, and P. O. Petrucci. Dark jets in the soft X-ray state of black hole binaries? Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 466 :4272–4278, Apr 2017. doi : 10.1093/mnras/stw3277. [19](#), [27](#)
- R. J. H. Dunn, R. P. Fender, E. G. Körding, T. Belloni, and C. Cabanac. A global spectral study of black hole X-ray binaries. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 403(1) :61–82, Mar 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16114.x. [59](#)
- Ann A. Esin, Jeffrey E. McClintock, and Ramesh Narayan. Advection-Dominated Accretion and the Spectral States of Black Hole X-Ray Binaries : Application to Nova Muscae 1991. The Astrophysical Journal, 489(2) :865–889, Nov 1997. doi : 10.1086/304829. [51](#)
- Event Horizon Telescope Collaboration, Kazunori Akiyama, Antxon Alberdi, Walter Alef, Keiichi Asada, Rebecca Azulay, Anne-Kathrin Baczko, David Ball, Mislav Baloković, John Barrett, Dan Bintley, Lindy Blackburn, Wilfred Boland, Katherine L. Bouman, Geoffrey C. Bower, Michael Bremer, Christiaan D. Brinkerink, Roger Brissenden, Silke Britzen, Avery E. Broderick, Dominique Brogiere, Thomas Bronzwaer, Do-Young Byun, John E. Carlstrom, Andrew Chael, Chi-kwan Chan, Shami Chatterjee, Koushik Chatterjee, Ming-Tang Chen, Yongjun Chen, Ilje Cho, Pierre Christian, John E. Conway, James M. Cordes, Geoffrey B.

Crew, Yuzhu Cui, Jordy Davelaar, Mariafelicia De Laurentis, Roger Deane, Jessica Dempsey, Gregory Desvignes, Jason Dexter, Sheperd S. Doeleman, Ralph P. Eatough, Heino Falcke, Vincent L. Fish, Ed Fomalont, Raquel Fraga-Encinas, William T. Freeman, Per Friberg, Christian M. Fromm, José L. Gómez, Peter Galison, Charles F. Gammie, Roberto García, Olivier Gentaz, Boris Georgiev, Ciriaco Goddi, Roman Gold, Minfeng Gu, Mark Gurwell, Kazuhiro Hada, Michael H. Hecht, Ronald Hesper, Luis C. Ho, Paul Ho, Mareki Honma, Chih-Wei L. Huang, Lei Huang, David H. Hughes, Shiro Ikeda, Makoto Inoue, Sara Issaoun, David J. James, Buell T. Jannuzi, Michael Janssen, Britton Jeter, Wu Jiang, Michael D. Johnson, Svetlana Jorstad, Taehyun Jung, Mansour Karami, Ramesh Karuppusamy, Tomohisa Kawashima, Garrett K. Keating, Mark Kettenis, Jae-Young Kim, Junhan Kim, Jongsoo Kim, Motoki Kino, Jun Yi Koay, Patrick M. Koch, Shoko Koyama, Michael Kramer, Carsten Kramer, Thomas P. Krichbaum, Cheng-Yu Kuo, Tod R. Lauer, Sang-Sung Lee, Yan-Rong Li, Zhiyuan Li, Michael Lindqvist, Kuo Liu, Elisabetta Liuzzo, Wen-Ping Lo, Andrei P. Lobanov, Laurent Loinard, Colin Lonsdale, Ru-Sen Lu, Nicholas R. MacDonald, Jirong Mao, Sera Markoff, Daniel P. Marrone, Alan P. Marscher, Iván Martí-Vidal, Satoki Matsushita, Lynn D. Matthews, Lia Medeiros, Karl M. Menten, Yosuke Mizuno, Izumi Mizuno, James M. Moran, Kotaro Moriyama, Monika Moscibrodzka, Cornelia Müller, Hiroshi Nagai, Neil M. Nagar, Masanori Nakamura, Ramesh Narayan, Gopal Narayanan, Iniyan Natarajan, Roberto Neri, Chunchong Ni, Aristeidis Noutsos, Hiroki Okino, Héctor Olivares, Gisela N. Ortiz-León, Tomoaki Oyama, Feryal Özel, Daniel C. M. Palumbo, Nimesh Patel, Ue-Li Pen, Dominic W. Pesce, Vincent Piétu, Richard Plambeck, Aleksandar PopStefanija, Oliver Porth, Ben Prather, Jorge A. Preciado-López, Dimitrios Psaltis, Hung-Yi Pu, Venkatesh Ramakrishnan, Ramprasad Rao, Mark G. Rawlings, Alexander W. Raymond, Luciano Rezzolla, Bart Ripperda, Freek Roelofs, Alan Rogers, Eduardo Ros, Mel Rose, Arash Roshanineshat, Helge Rottmann, Alan L. Roy, Chet Ruszczyk, Benjamin R. Ryan, Kazi L. J. Rygl, Salvador Sánchez, David Sánchez-Arguelles, Mahito Sasada, Tuomas Savolainen, F. Peter Schloerb, Karl-Friedrich Schuster, Lijing Shao, Zhiqiang Shen, Des Small, Bong Won Sohn, Jason SooHoo, Fumie Tazaki, Paul Tiede, Remo P. J. Tilanus, Michael Titus, Kenji Toma, Pablo Torne, Tyler Trent, Sascha Trippe, Shuichiro Tsuda, Ilse van Bemmelen, Huib Jan van Langevelde, Daniel R. van Rossum, Jan Wagner, John Wardle, Jonathan Weintraub, Norbert Wex, Robert Wharton, Maciek Wielgus, George N. Wong, Qingwen Wu, Ken Young, André Young, Ziri Younsi, Feng Yuan, Ye-Fei Yuan, J. Anton Zensus, Guangyao Zhao, Shan-Shan Zhao, Ziyang Zhu, Juan-Carlos Algaba, Alexander Allardi, Rodrigo Amestica, Jacyk Anczarski, Uwe Bach, Frederick K. Baganoff, Christopher Beaudoin, Bradford A. Benson, Ryan Berthold, Jay M. Blanchard, Ray Blundell, Sandra Bustamente, Roger Cappallo, Edgar Castillo-Domínguez, Chih-Cheng Chang, Shu-Hao Chang, Song-Chu Chang, Chung-Chen Chen, Ryan Chilson, Tim C. Chuter, Rodrigo Córdova Rosado, Iain M. Coulson, Thomas M. Crawford, Joseph Crowley, John David, Mark Derome, Matthew Dexter, Sven Dornbusch, Kevin A. Dudoine, Sergio A. Dzib, Andreas Eckart, Chris Eckert, Neal R. Erickson, Wendeline B. Everett, Aaron Faber, Joseph R. Farah, Vernon Fath, Thomas W. Folkers, David C. Forbes, Robert Freund, Arturo I. Gómez-Ruiz, David M. Gale, Feng Gao, Gertie Geertsema, David A. Graham, Christopher H. Greer, Ronald Grosslein, Frédéric Gueth, Daryl Haggard, Nils W. Halverson, Chih-Chiang Han, Kuo-Chang Han, Jinchi Hao, Yutaka Hasegawa, Jason W. Henning, Antonio Hernández-Gómez, Rubén Herrero-Illana, Stefan Heyminck, Akihiko Hirota, James Hoge, Yau-De Huang, C. M. Violette Impellizzeri, Homin Jiang, Atish Kamble, Ryan Keisler, Kimihiro Kimura, Yusuke Kono, Derek Kubo, John Kuroda, Richard Lacasse, Robert A. Laing, Erik M. Leitch, Chao-Te Li, Lupin C. C. Lin, Ching-Tang Liu,

- Kuan-Yu Liu, Li-Ming Lu, Ralph G. Marson, Pierre L. Martin-Cocher, Kyle D. Massingill, Callie Matulonis, Martin P. McColl, Stephen R. McWhirter, Hugo Messias, Zheng Meyer-Zhao, Daniel Michalik, Alfredo Montaña, William Montgomerie, Matias Mora-Klein, Dirk Muders, Andrew Nadolski, Santiago Navarro, Joseph Neilsen, Chi H. Nguyen, Hiroaki Nishioka, Timothy Norton, Michael A. Nowak, George Nystrom, Hideo Ogawa, Peter Oshiro, Tomoaki Oyama, Harriet Parsons, Scott N. Paine, Juan Peñalver, Neil M. Phillips, Michael Poirier, Nicolas Pradel, Rurik A. Primiani, Philippe A. Raffin, Alexandra S. Rahlin, George Reiland, Christopher Risacher, Ignacio Ruiz, Alejandro F. Sáez-Madaín, Remi Sassella, Pim Schellart, Paul Shaw, Kevin M. Silva, Hotaka Shiokawa, David R. Smith, William Snow, Kamal Souccar, Don Sousa, T. K. Sridharan, Ranjani Srinivasan, William Stahm, Anthony A. Stark, Kyle Story, Sjoerd T. Timmer, Laura Vertatschitsch, Craig Walther, Ta-Shun Wei, Nathan Whitehorn, Alan R. Whitney, David P. Woody, Jan G. A. Wouterloot, Melvin Wright, Paul Yamaguchi, Chen-Yu Yu, Milagros Zeballos, Shuo Zhang, and Lucy Ziurys. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole. The Astrophysical Journal Letters, 875(1) :L1, Apr 2019. doi : 10.3847/2041-8213/ab0ec7. 8
- H. Falcke and P. L. Biermann. The jet-disk symbiosis. I. Radio to X-ray emission models for quasars. Astronomy and Astrophysics, 293 :665–682, Jan 1995. 51
- H. Falcke and S. Markoff. The jet model for Sgr A* : Radio and X-ray spectrum. Astronomy and Astrophysics, 362 :113–118, Oct 2000. 28
- H. Falcke, E. Körding, and S. Markoff. A scheme to unify low-power accreting black holes. Jet-dominated accretion flows and the radio/X-ray correlation. Astronomy and Astrophysics, 414 :895–903, Feb 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20031683. 2, 19
- Heino Falcke. The Nuclear Jet in M81. The Astrophysical Journal, 464 :L67, Jun 1996. doi : 10.1086/310085. 27
- Sean A. Farrell, Natalie A. Webb, Didier Barret, Olivier Godet, and Joana M. Rodrigues. An intermediate-mass black hole of over 500 solar masses in the galaxy ESO243-49. Nature, 460 :73–75, July 2009. doi : 10.1038/nature08083. 9
- R. P. Fender, G. G. Pooley, P. Durouchoux, R. P. J. Tilanus, and C. Brocksopp. The very flat radio-millimetre spectrum of Cygnus X-1. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 312 :853–858, Mar 2000. doi : 10.1046/j.1365-8711.2000.03219.x. 2, 16
- R. P. Fender, T. M. Belloni, and E. Gallo. Towards a unified model for black hole X-ray binary jets. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 355 :1105–1118, Dec 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08384.x. 15, 18, 63
- C. Ferrigno, E. Bozzo, M. Del Santo, and F. Capitanio. The first outburst of the black-hole candidate MAXI J1836-194 observed by INTEGRAL, Swift, and RXTE. Astronomy and Astrophysics, 537 :L7, Jan 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118474. 36
- Y. A. Gallant, A. Achterberg, and J. G. Kirk. Particle acceleration at ultra-relativistic shocks. Gamma-ray burst afterglow spectra and UHECRs. Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 138 :549–550, Sep 1999. doi : 10.1051/aas:1999503. 26

- E. Gallo, R. P. Fender, and G. G. Pooley. A universal radio-X-ray correlation in low/hard state black hole binaries. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 344 :60–72, Sep 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06791.x. 2, 19, 50
- E. Gallo, J. C. A. Miller-Jones, D. M. Russell, P. G. Jonker, J. Homan, R. M. Plotkin, S. Markoff, B. P. Miller, S. Corbel, and R. P. Fender. The radio/X-ray domain of black hole X-ray binaries at the lowest radio luminosities. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 445 : 290–300, Nov 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1599. 15, 19
- Elena Gallo, Brendan P. Miller, and Rob Fender. Assessing luminosity correlations via cluster analysis : evidence for dual tracks in the radio/X-ray domain of black hole X-ray binaries. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 423(1) :590–599, Jun 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20899.x. 20
- Elena Gallo, Nathalie Degenaar, and Jakob van den Eijnden. Hard state neutron star and black hole X-ray binaries in the radio :X-ray luminosity plane. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 478(1) :L132–L136, Jul 2018. doi : 10.1093/mnrasl/sly083. 19
- Elena Gallo, Richard Teague, Richard M. Plotkin, James C. A. Miller-Jones, David M. Russell, Tolga Dinçer, Charles Bailyn, Thomas J. Maccarone, Sera Markoff, and Rob P. Fender. ALMA observations of A0620-00 : fresh clues on the nature of quiescent black hole X-ray binary jets. arXiv e-prints, art. arXiv :1906.04299, Jun 2019. 15
- P. Gandhi, A. W. Blain, D. M. Russell, P. Casella, J. Malzac, S. Corbel, P. D’Avanzo, F. W. Lewis, S. Markoff, M. Cadolle Bel, P. Goldoni, S. Wachter, D. Khangulyan, and A. Mainzer. A Variable Mid-infrared Synchrotron Break Associated with the Compact Jet in GX 339-4. The Astrophysical Journal Letters, 740 :L13, October 2011. doi : 10.1088/2041-8205/740/1/L13. 50
- N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi, K. O. Mason, J. A. Nousek, A. A. Wells, N. E. White, S. D. Barthelmy, D. N. Burrows, L. R. Cominsky, K. C. Hurley, F. E. Marshall, P. Mészáros, P. W. A. Roming, L. Angelini, L. M. Barbier, T. Belloni, S. Campana, P. A. Caraveo, M. M. Chester, O. Citterio, T. L. Cline, M. S. Cropper, J. R. Cummings, A. J. Dean, E. D. Feigelson, E. E. Fenimore, D. A. Frail, A. S. Fruchter, G. P. Garmire, K. Gendreau, G. Ghisellini, J. Greiner, J. E. Hill, S. D. Hunsberger, H. A. Krimm, S. R. Kulkarni, P. Kumar, F. Lebrun, N. M. Lloyd-Ronning, C. B. Markwardt, B. J. Mattson, R. F. Mushotzky, J. P. Norris, J. Osborne, B. Paczynski, D. M. Palmer, H. S. Park, A. M. Parsons, J. Paul, M. J. Rees, C. S. Reynolds, J. E. Rhoads, T. P. Sasseen, B. E. Schaefer, A. T. Short, A. P. Smale, I. A. Smith, L. Stella, G. Tagliaferri, T. Takahashi, M. Tashiro, L. K. Townsley, J. Tueller, M. J. L. Turner, M. Vietri, W. Voges, M. J. Ward, R. Willingale, F. M. Zerbi, and W. W. Zhang. The Swift Gamma-Ray Burst Mission. The Astrophysical Journal, 611(2) :1005–1020, Aug 2004. doi : 10.1086/422091. 29, 30
- G. Ghisellini. Special Relativity at Action in the Universe. In B. Casciaro, D. Fortunato, M. Francaviglia, and A. Masiello, editors, Recent Developments in General Relativity, page 5, Jan 2000. 21, 77
- Riccardo Giacconi, Herbert Gursky, Frank R. Paolini, and Bruno B. Rossi. Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. Physical Review Letters, 9(11) :439–443, Dec 1962. doi : 10.1103/PhysRevLett.9.439. 1

Marek Gierliński, Chris Done, and Kim Page. X-ray irradiation in XTE J1817-330 and the inner radius of the truncated disc in the hard state. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 388 :753–760, Aug 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13431.x. 47, 48

M. Gilfanov. X-Ray Emission from Black-Hole Binaries, page 17. 2010. doi : 10.1007/978-3-540-76937-8_2. 16, 58

T. Gleissner, J. Wilms, G. G. Pooley, M. A. Nowak, K. Pottschmidt, S. Markoff, S. Heinz, M. Klein-Wolt, R. P. Fender, and R. Staubert. Long term variability of Cygnus X-1. III. Radio-X-ray correlations. Astronomy and Astrophysics, 425 :1061–1068, October 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20040280. 50

Kayhan Gültekin, Ashley L. King, Edward M. Cackett, Kristina Nyland, Jon M. Miller, Tiziana Di Matteo, Sera Markoff, and Michael P. Rupen. The Fundamental Plane of Black Hole Accretion and Its Use as a Black Hole-Mass Estimator. The Astrophysical Journal, 871(1) : 80, Jan 2019. doi : 10.3847/1538-4357/aaf6b9. 2

D. C. Hannikainen, R. W. Hunstead, D. Campbell-Wilson, and R. K. Sood. MOST radio monitoring of GX 339-4. Astronomy and Astrophysics, 337 :460–464, Sep 1998. 2, 19

S. Heinz and A. Merloni. Constraints on relativistic beaming from estimators of the unbeamed flux. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 355 :L1–L5, Nov 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08461.x. 50

R. M. Hjellming and K. J. Johnston. Radio Emission from Conical Jets Associated with X-Ray Binaries. The Astrophysical Journal, 328 :600, May 1988. doi : 10.1086/166318. 27

R. M. Hjellming and C. M. Wade. Radio Emission from X-Ray Sources. The Astrophysical Journal, 168 :L21, Aug 1971a. doi : 10.1086/180777. 1

R. M. Hjellming and C. M. Wade. The Radio Sources Associated with Scorpius X-1. The Astrophysical Journal, 164 :L1, Feb 1971b. doi : 10.1086/180680. 1

J. C. Houck and L. A. Denicola. ISIS : An Interactive Spectral Interpretation System for High Resolution X-Ray Spectroscopy. In Nadine Manset, Christian Veillet, and Dennis Crabtree, editors, Astronomical Data Analysis Software and Systems IX, volume 216 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, page 591, Jan 2000. 44

Robert Hynes. Multiwavelength observations of accretion in low-mass x-ray binary systems. Accretion Processes In Astrophysics : XXI Canary Islands Winter School Of Astrophysics, 10 2010. doi : 10.1017/CBO9781139343268.005. 12

Keith Jahoda, Jean H. Swank, Alan B. Giles, Michael J. Stark, Tod Strohmayer, Weiping Zhang, and Edward H. Morgan. In-orbit performance and calibration of the Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) Proportional Counter Array. volume 2808 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, pages 59–70. 1996. doi : 10.1117/12.256034. 30, 44

O. Jamil, R. P. Fender, and C. R. Kaiser. iShocks : X-ray binary jets with an internal shocks model. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 401(1) :394–404, Jan 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15652.x. 25, 38

- Arghajit Jana, Dipak Debnath, Sandip K. Chakrabarti, Santanu Mondal, and Aslam Ali Molla. Accretion Flow Dynamics of MAXI J1836-194 During Its 2011 Outburst from TCAF Solution. The Astrophysical Journal, 819 :107, Mar 2016. doi : 10.3847/0004-637X/819/2/107. 50
- Philip Kaaret, Hua Feng, and Timothy P. Roberts. Ultraluminous X-Ray Sources. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 55(1) :303–341, Aug 2017. doi : 10.1146/annurev-astro-091916-055259. 10
- C. R. Kaiser. The flat synchrotron spectra of partially self-absorbed jets revisited. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 367(3) :1083–1094, Apr 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10030.x. 21, 22, 23, 27
- C. R. Kaiser, R. Sunyaev, and H. C. Spruit. Internal shock model for microquasars. Astronomy and Astrophysics, 356 :975–988, Apr 2000. 25
- J. A. Kennea, E. A. Hoversten, M. H. Siegel, P. A. Evans, H. A. Krimm, P. Romano, V. Mangano, P. Curran, K. Yamaoka, and H. Negoro. MAXI J1836-194 : Swift localization and optical counterpart. The Astronomer's Telegram, 3613, August 2011. 35
- Mukremin Kilic, Carlos Allende Prieto, Warren R. Brown, and D. Koester. The Lowest Mass White Dwarf. The Astrophysical Journal, 660 :1451–1461, May 2007. doi : 10.1086/514327. 7
- K. I. I. Koljonen, D. M. Russell, J. A. Fernández-Ontiveros, Sera Markoff, T. D. Russell, J. C. A. Miller-Jones, A. J. van der Horst, F. Bernardini, P. Casella, P. A. Curran, P. Gandhi, and R. Soria. A Connection between Plasma Conditions near Black Hole Event Horizons and Outflow Properties. The Astrophysical Journal, 814 :139, Dec 2015. doi : 10.1088/0004-637X/814/2/139. 38, 63
- E. G. Körding, R. P. Fender, and S. Migliari. Jet-dominated advective systems : radio and X-ray luminosity dependence on the accretion rate. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 369 :1451–1458, July 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10383.x. 51
- G. F. Krymskii. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. Akademiia Nauk SSSR Doklady, 234 :1306–1308, Jun 1977. 50
- Aya Kubota, Yasuo Tanaka, Kazuo Makishima, Yoshihiro Ueda, Tadayasu Dotani, Hajime Inoue, and Kazutaka Yamaoka. Evidence for a Black Hole in the X-Ray Transient GRS 1009-45. Publications of the Astronomical Society of Japan, 50 :667–673, Dec 1998. doi : 10.1093/pasj/50.6.667. 59
- Alan M. Levine, Hale Bradt, Wei Cui, J. G. Jernigan, Edward H. Morgan, Ronald Remillard, Robert E. Shirey, and Donald A. Smith. First Results from the All-Sky Monitor on the Rossi X-Ray Timing Explorer. Astrophysical Journal Letters, 469 :L33, Sep 1996. doi : 10.1086/310260. 30
- Y. E. Lyubarsky. Transformation of the Poynting flux into kinetic energy in relativistic jets. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 402(1) :353–361, Feb 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15877.x. 28

- J. Malzac. Internal shocks at the origin of the flat spectral energy distribution of compact jets. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 429 :L20–L24, Feb 2013. doi : 10.1093/mnras/sls017. 27, 28, 45, 79
- Julien Malzac. The spectral energy distribution of compact jets powered by internal shocks. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 443 :299–317, Sep 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1144. 20, 26, 27, 34, 38, 40, 43, 44, 45, 50, 52, 74, 78, 79
- David L Meier. Black Hole Astrophysics : The Engine Paradigm. Springer Praxis Books. Springer, Berlin, 2012. URL <http://cds.cern.ch/record/1481607>. 8, 9, 11
- Andrea Merloni, Sebastian Heinz, and Tiziana di Matteo. A Fundamental Plane of black hole activity. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 345 :1057–1076, Nov 2003. doi : 10.1046/j.1365-2966.2003.07017.x. 2, 19
- M. J. Middleton, P. Casella, P. Gandhi, E. Bozzo, G. Anderson, N. Degenaar, I. Donnarumma, G. Israel, C. Knigge, A. Lohfink, S. Markoff, T. Marsh, N. Rea, S. Tingay, K. Wiersema, D. Altamirano, D. Bhattacharya, W. N. Brandt, S. Carey, P. Charles, M. Díaz Trigo, C. Done, M. Kotze, S. Eikenberry, R. Fender, P. Ferruit, F. Fürst, J. Greiner, A. Ingram, L. Heil, P. Jonker, S. Komossa, B. Leibundgut, T. Maccarone, J. Malzac, V. McBride, J. Miller-Jones, M. Page, E. M. Rossi, D. M. Russell, T. Shahbaz, G. R. Sivakoff, M. Tanaka, D. J. Thompson, M. Uemura, P. Uttley, G. van Moorsel, M. van Doesburgh, B. Warner, B. Wilkes, J. Wilms, and P. Woudt. Paving the way to simultaneous multi-wavelength astronomy. New Astronomy Reviews, 79 :26–48, Nov 2017. doi : 10.1016/j.newar.2017.07.002. 2
- Tatehiro Mihara, Motoki Nakajima, Mutsumi Sugizaki, Motoko Serino, Masaru Matsuoka, Mitsuhiro Kohama, Kazuyoshi Kawasaki, Hiroshi Tomida, Shiro Ueno, Nobuyuki Kawai, Jun Kataoka, Mikio Morii, Atsumasa Yoshida, Kazutaka Yamaoka, Satoshi Nakahira, Hitoshi Negoro, Naoki Isobe, Makoto Yamauchi, and Ikuya Sakurai. Gas Slit Camera (GSC) onboard MAXI on ISS. Publications of the Astronomical Society of Japan, 63 :S623–S634, Nov 2011. doi : 10.1093/pasj/63.sp3.S623. 30
- J. C. A. Miller-Jones, R. P. Fender, and E. Nakar. Opening angles, Lorentz factors and confinement of X-ray binary jets. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 367 : 1432–1440, Apr 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10092.x. 28, 50
- J. C. A. Miller-Jones, G. R. Sivakoff, M. Rupen, and D. Altamirano. EVLA radio detections of MAXI J1836-194 suggest it is a black hole X-ray binary. The Astronomer’s Telegram, 3628, September 2011. 35
- I. F. Mirabel and L. F. Rodríguez. A superluminal source in the Galaxy. Nature, 371 :46–48, Sep 1994. doi : 10.1038/371046a0. 12, 28
- S. E. Motta, P. Casella, and R. P. Fender. Radio-loudness in black hole transients : evidence for an inclination effect. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 478 :5159–5173, Aug 2018. doi : 10.1093/mnras/sty1440. 20
- S. Nakahira, H. Negoro, R. Usui, T. Mihara, M. Sugizaki, M. Serino, T. Yamamoto, T. Sootome, M. Matsuoka, S. Ueno, H. Tomida, M. Kohama, M. Ishikawa, N. Kawai, M. Morii, K. Sugimori, T. Toizumi, A. Yoshida, K. Yamaoka, H. Tsunemi, M. Kimura, H. Kitayama, M. Nakajima, F. Suwa, M. Asada, H. Sakakibara, Y. Ueda, K. Hiroi, M. Shidatsu, Y. Tsuboi, T. Matsu-

- mura, and K. Yamazaki. MAXI/GSC detects a spectral softening of MAXI J1836-194. The Astronomer's Telegram, 3626, September 2011. 35
- Ramesh Narayan and Insu Yi. Advection-dominated Accretion : A Self-similar Solution. Astrophysical Journal Letters, 428 :L13, Jun 1994. doi : 10.1086/187381. 51
- H. Negoro, M. Nakajima, S. Nakahira, M. Morii, H. A. Krimm, D. M. Palmer, J. A. Kennea, T. Mihara, M. Sugizaki, M. Serino, T. Yamamoto, T. Sootome, M. Matsuoka, S. Ueno, H. Tomida, M. Kohama, M. Ishikawa, N. Kawai, K. Sugimori, R. Usui, T. Toizumi, A. Yoshida, K. Yamaoka, H. Tsunemi, M. Kimura, H. Kitayama, F. Suwa, M. Asada, H. Sakakibara, Y. Ueda, K. Hiroi, M. Shidatsu, Y. Tsuboi, T. Matsumura, and K. Yamazaki. MAXI/GSC and Swift/BAT detect a new hard X-ray transient MAXI J1836-194. The Astronomer's Telegram, 3611, August 2011. 35
- Feryal Özel and Paulo Freire. Masses, Radii, and the Equation of State of Neutron Stars. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 54 :401–440, September 2016. doi : 10.1146/annurev-astro-081915-023322. 7
- M. Péault, J. Malzac, M. Coriat, T. D. Russell, K. I. I. Koljonen, R. Belmont, S. Corbel, S. Drapeau, J. Ferreira, P. O. Petrucci, J. Rodriguez, and D. M. Russell. Modelling the compact jet in MAXI J1836-194 with disc-driven shocks. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 482(2) :2447–2458, Jan 2019. doi : 10.1093/mnras/sty2796. 34
- D. S. Plant, R. P. Fender, G. Ponti, T. Muñoz-Darias, and M. Coriat. The truncated and evolving inner accretion disc of the black hole GX 339-4. Astronomy and Astrophysics, 573 :A120, Jan 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201423925. 52
- A. Rau, J. Greiner, and V. Sudilovsky. GROND observations of MAXI J1836-194. The Astronomer's Telegram, 3619, August 2011. 35
- M. J. Rees. The M87 jet : internal shocks in a plasma beam? Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 184 :61P–65P, Sep 1978. doi : 10.1093/mnras/184.1.61P. 25
- M. J. Rees and P. Meszaros. Unsteady Outflow Models for Cosmological Gamma-Ray Bursts. Astrophysical Journal Letters, 430 :L93, Aug 1994. doi : 10.1086/187446. 25
- Peter W. A. Roming, Thomas E. Kennedy, Keith O. Mason, John A. Nousek, Lindy Ahr, Richard E. Bingham, Patrick S. Broos, Mary J. Carter, Barry K. Hancock, Howard E. Huckle, S. D. Hunsberger, Hajime Kawakami, Ronnie Killough, T. Scott Koch, Michael K. McLelland, Kelly Smith, Philip J. Smith, Juan Carlos Soto, Patricia T. Boyd, Alice A. Breeveld, Stephen T. Holland, Mariya Ivanushkina, Michael S. Pryzby, Martin D. Still, and Joseph Stock. The Swift Ultra-Violet/Optical Telescope. Space Science Reviews, 120(3-4) :95–142, Oct 2005. doi : 10.1007/s11214-005-5095-4. 30
- R. E. Rothschild, P. R. Blanco, D. E. Gruber, W. A. Heindl, D. R. MacDonald, D. C. Marsden, M. R. Pelling, L. R. Wayne, and P. L. Hink. In-Flight Performance of the High-Energy X-Ray Timing Experiment on the Rossi X-Ray Timing Explorer. The Astrophysical Journal, 496 (1) :538–549, Mar 1998. doi : 10.1086/305377. 30
- D. M. Russell, T. Belloni, J. C. A. Miller-Jones, K. O'Brien, P. Gandhi, M. Cadolle Bel, S. Markoff, P. Casella, J. Homan, E. Gallo, R. P. Fender, T. Shahbaz, and S. Corbel. Bright mid-infrared

- detections of MAXI J1836-194 with VISIR on the VLT : brightening of the compact jet. The Astronomer's Telegram, 3689, October 2011. [35](#)
- D. M. Russell, T. D. Russell, J. C. A. Miller-Jones, K. O'Brien, R. Soria, G. R. Sivakoff, T. Slaven-Blair, F. Lewis, S. Markoff, J. Homan, D. Altamirano, P. A. Curran, M. P. Rupen, T. M. Belloni, M. Cadolle Bel, P. Casella, S. Corbel, V. Dhawan, R. P. Fender, E. Gallo, P. Gandhi, S. Heinz, E. G. Körding, H. A. Krimm, D. Maitra, S. Migliari, R. A. Remillard, C. L. Sarazin, T. Shahbaz, and V. Tudose. An Evolving Compact Jet in the Black Hole X-Ray Binary MAXI J1836-194. The Astrophysical Journal Letters, 768 :L35, May 2013. doi : 10.1088/2041-8205/768/2/L35. [36](#), [37](#), [38](#), [52](#), [62](#)
- T. D. Russell, R. Soria, J. C. A. Miller-Jones, P. A. Curran, S. Markoff, D. M. Russell, and G. R. Sivakoff. The accretion-ejection coupling in the black hole candidate X-ray binary MAXI J1836-194. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 439 :1390–1402, Apr 2014a. doi : 10.1093/mnras/stt2498. [37](#), [50](#), [58](#), [60](#)
- T. D. Russell, R. Soria, C. Motch, M. W. Pakull, M. A. P. Torres, P. A. Curran, P. G. Jonker, and J. C. A. Miller-Jones. The face-on disc of MAXI J1836-194. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 439 :1381–1389, Apr 2014b. doi : 10.1093/mnras/stt2480. [35](#), [36](#), [38](#), [48](#), [50](#), [52](#), [54](#), [55](#), [58](#), [59](#), [60](#), [62](#), [74](#)
- T. D. Russell, J. C. A. Miller-Jones, P. A. Curran, R. Soria, D. Altamirano, S. Corbel, M. Coriat, A. Moin, D. M. Russell, G. R. Sivakoff, T. J. Slaven-Blair, T. M. Belloni, R. P. Fender, S. Heinz, P. G. Jonker, H. A. Krimm, E. G. Körding, D. Maitra, S. Markoff, M. Middleton, S. Migliari, R. A. Remillard, M. P. Rupen, C. L. Sarazin, A. J. Tetarenko, M. A. P. Torres, V. Tudose, and A. K. Tzioumis. Radio monitoring of the hard state jets in the 2011 outburst of MAXI J1836-194. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 450 :1745–1759, Jun 2015. doi : 10.1093/mnras/stv723. [36](#), [38](#), [52](#), [61](#), [63](#)
- George B. Rybicki and Alan P. Lightman. Radiative processes in astrophysics. 1979. [68](#)
- Toshiya Shimura and Fumio Takahara. On the Spectral Hardening Factor of the X-Ray Emission from Accretion Disks in Black Hole Candidates. The Astrophysical Journal, 445 :780, Jun 1995. doi : 10.1086/175740. [59](#)
- J. Smak. On the emission lines from rotating gaseous disks. Acta Astron, 31 :395–408, Jan 1981. [58](#)
- Robert Soria. Bridging the gap between stellar-mass black holes and ultraluminous X-ray sources. Astrophysics and Space Science, 311(1-3) :213–222, Oct 2007. doi : 10.1007/s10509-007-9599-0. [59](#)
- Maddalena Spada, Gabriele Ghisellini, Davide Lazzati, and Annalisa Celotti. Internal shocks in the jets of radio-loud quasars. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 325 (4) :1559–1570, Aug 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04557.x. [25](#)
- A. M. Stirling, R. E. Spencer, C. J. de la Force, M. A. Garrett, R. P. Fender, and R. N. Ogle. A relativistic jet from Cygnus X-1 in the low/hard X-ray state. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 327 :1273–1278, November 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04821.x. [52](#)

- T. E. Strohmayer and E. A. Smith. RXTE Observations of MAXI J1836-194. The Astronomer's Telegram, 3618, August 2011. [35](#)
- T. M. Tauris and E. P. J. van den Heuvel. Formation and evolution of compact stellar X-ray sources, page 623–666. Cambridge Astrophysics. Cambridge University Press, 2006. doi : [10.1017/CBO9780511536281.017](#). [11](#)
- Hiroshi Tomida, Hiroshi Tsunemi, Masashi Kimura, Hiroki Kitayama, Masaru Matsuoka, Shiro Ueno, Kazuyoshi Kawasaki, Haruyoshi Katayama, Kazuhisa Miyaguchi, Kentaro Maeda, Arata Daikyuji, and Naoki Isobe. Solid-State Slit Camera (SSC) Aboard MAXI. Publications of the Astronomical Society of Japan, 63 :397–405, Apr 2011. doi : [10.1093/pasj/63.2.397](#). [30](#)
- A. J. van der Horst, P. A. Curran, J. C. A. Miller-Jones, J. D. Linford, J. Gorosabel, D. M. Russell, A. de Ugarte Postigo, A. A. Lundgren, G. B. Taylor, D. Maitra, S. Guziy, T. M. Belloni, C. Kouveliotou, P. G. Jonker, A. Kamble, Z. Paragi, J. Homan, E. Kuulkers, J. Granot, D. Altamirano, M. M. Buxton, A. Castro-Tirado, R. P. Fender, M. A. Garrett, N. Gehrels, D. H. Hartmann, J. A. Kennea, H. A. Krimm, V. Mangano, E. Ramirez-Ruiz, P. Romano, R. A. M. J. Wijers, R. Wijnands, and Y. J. Yang. Broad-band monitoring tracing the evolution of the jet and disc in the black hole candidate X-ray binary MAXI J1659-152. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 436 :2625–2638, December 2013. doi : [10.1093/mnras/stt1767](#). [63](#)
- J. Wilms, A. Allen, and R. McCray. On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium. The Astrophysical Journal, 542 :914–924, Oct 2000. doi : [10.1086/317016](#). [48](#)
- Y. J. Yang, P. Curran, J. A. Kennea, and A. K. H. Kong. MAXI J1836-194 has returned to quiescence. The Astronomer's Telegram, 4255, July 2012. [36](#)
- Feng Yuan and Ramesh Narayan. Hot Accretion Flows Around Black Holes. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 52 :529–588, Aug 2014. doi : [10.1146/annurev-astro-082812-141003](#). [55](#)
- A. A. Zdziarski, D. Paul, R. Osborne, and A. R. Rao. Anisotropy of partially self-absorbed jets and the jet of Cyg X-1. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 463 :1153–1161, December 2016. doi : [10.1093/mnras/stw2087](#). [25](#), [50](#)

ABSTRACT

Relativistic jets, although ubiquitous in the Universe, have not yet delivered all their secrets. On the contrary, some of the most fundamental questions of the field remain unanswered. The ejection mechanism at the origin of the emission is still unknown, characterising it precisely would lift the veil on the nature of the intimate link between ejection and accretion of matter. I describe in this manuscript a study aiming to reproduce five radio-X spectra of a microquasar, MAXI J1836-194, using an internal shocks model. This model, named ishem, is a pioneer in the domain since it is based on the groundbreaking hypothesis that the jet velocity fluctuations are directly driven by the accretion flow variability. I propose here a scenario recreating the 2011 outburst of the source and propose some reflections with the aim of upgrading the model.

Key words : Ejection – Accretion – Compact Objects – Relativity – Shocks

MULTI-WAVELENGTH EMISSION OF RELATIVISTIC JETS

RÉSUMÉ

Les jets relativistes, bien qu'omniprésents dans l'Univers, n'ont pas fini de livrer tous leurs secrets. Au contraire, certaines des questions les plus fondamentales du domaine restent sans réponses. C'est le cas notamment du mécanisme à l'origine de leur éjection dont la compréhension lèverait le voile sur la nature de ce lien si profond qu'ils entretiennent avec l'accrétion de matière. Je décris dans ce manuscrit une étude visant à reproduire le spectre multi-longueurs d'onde du microquasar MAXI 1836-194, du domaine radio aux rayons X, à l'aide d'un modèle numérique basé sur le principe des chocs internes. Ce modèle, baptisé ishem, est un pionnier du genre puisqu'il se base sur l'hypothèse inédite selon laquelle les fluctuations de vitesse du jet sont directement gouvernées par la variabilité du disque d'accrétion. Je propose un scénario qui reproduit fidèlement l'éruption de la source en 2011 et explore des voies d'améliorations en vue de perfectionner le modèle.

Mots clés : Éjection – Accrétion – Objets compacts – Relativité – Chocs

ÉMISSION MULTI-LONGUEURS D'ONDE DES JETS RELATIVISTES

Présentée et soutenue par Mathias Péault le 03/10/2019 à Toulouse

Dirigée par Julien Malzac et Mickaël Coriat

SDU2E: Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie — Spécialité Astrophysique

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

9, avenue du Colonel Roche - 31028 Toulouse