



HAL
open science

Variabilité temporelle des binaires-X : observations avec INTEGRAL. Modélisation.

Clément Cabanac

► **To cite this version:**

Clément Cabanac. Variabilité temporelle des binaires-X : observations avec INTEGRAL. Modélisation.. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT : . tel-00161499

HAL Id: tel-00161499

<https://theses.hal.science/tel-00161499>

Submitted on 10 Jul 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE
présentée par

Clément CABANAC

pour obtenir le diplôme de docteur en sciences de l'Université Joseph-Fourier
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : ASTROPHYSIQUE – PHYSIQUE & MILIEUX DILUÉS

**VARIABILITÉ TEMPORELLE DES BINAIRES-X :
OBSERVATIONS AVEC *INTEGRAL*. MODÉLISATION.**

Soutenue publiquement le 26 avril 2007
devant le jury composé de

M.	Jean-Marie HAMEURY	Président
M.	Gilles HENRI	Directeur de thèse
M ^{me}	Diana HANNIKAINEN	Rapporteuse
M.	Didier BARRET	Rapporteur
M.	Julien MALZAC	Examineur
M.	Andrea GOLDWURM	Examineur

Thèse préparée au sein de l'Équipe



Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble
UMR-5571 (OSUG/UJF/CNRS), BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9

Clément CABANAC

**VARIABILITÉ TEMPORELLE DES BINAIRES-X
: OBSERVATIONS AVEC *INTEGRAL*.
MODÉLISATION.**

Thèse de doctorat — Université Grenoble I (Joseph-Fourier)

— Février 2007 —

Remerciements

CETTE thèse touchant à sa fin, je ne peux déroger à la sacro-sainte tradition des remerciements. La raison en est simple : si vous êtes un néophyte ès microquasars, binaires-X, ou même en astrophysique, peut-être seules ces lignes sauront attirer votre attention et je ne vais tout de même pas laisser une telle occasion de vous faire part de ma gratitude... ou de mes griefs! Je prends d'ores et déjà les devants en vous prévenant qu'une omission de ma part ne devra surtout pas être interprétée comme un acte délibéré de mesquinerie envers vous, mais plutôt à mettre sur le compte de la sénilité qui - je ne puis faire exception à la règle - gagne inexorablement du terrain...

Je commencerai donc par te remercier, Gilles, le spécialiste de la décroissance et de la fusée Compton, qui a toujours su, pendant ces 3 ans et demi, être disponible et m'épauler malgré tes engagements administratifs et tes enseignements. Ton immense culture scientifique a souvent été une aide extrêmement efficace. Qui sait? Peut-être arriverai-je un jour à te mettre en défaut?

Pop, toi qui a joué le rôle de directeur-bis, même s'il faudrait que tu te perfectionnes encore en balistique nivologique, j'ai vraiment apprécié ton côté très pratique, en me fixant des échéances et des objectifs précis, tout en travaillant activement avec moi. Je crois que, du fait de votre complémentarité, avec Gilles vous avez formé un couple parfait... À quand le PACS?

Je remercie ensuite toute l'équipe SHERPAS, pour la convivialité dans laquelle j'ai baigné (n'abandonnez jamais le concept des sherpiades!) et les discussions scientifiques toujours très pointues (merci à Jon pour m'avoir initié aux disques magnétisés et aux modèles auto-similaires d'accrétion-éjection). Étant à présent exilé dans un autre environnement de travail, je commence à prendre toute la mesure de "l'école de Grenoble" si appréciable.

Je tenais aussi à remercier toutes les personnes avec qui j'ai pu collaborer et surtout Jérôme Rodriguez qui m'a permis de "mettre le pied" dans les données *INTEGRAL* via l'intermédiaire de Philippe Durouchoux. Stéphane Paltani, qui nous a donné l'idée d'utiliser la méthode de Rayleigh, m'a permis d'avancer dans mes recherches. Je remercie évidemment Diana Hanikainen et Didier Barret pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit et leurs conseils éclairés m'ont permis d'améliorer certains points imprécis.

Thank you Rob and Tony for having been understanding people at the beginning of my post-doc, allowing me to finish this thesis rather quickly.

En astrophysique, il n'est point de bon laboratoire sans bonne équipe informatique : je pense à Ginette, qui a quitté le laboratoire en même temps que moi, ainsi qu'à Richard pour les problèmes d'installation de disque externe sous Mandrake. Ceux-ci ont toujours été là pour me secourir dans les plus mauvais moments...

En vrac, je remercierai Nicolas (ex co-bureau) pour m'avoir refilé la difficile tâche de gérer les comptes des boissons pendant un an; J-B et Sylvain pour l'assistance technique de Yorick; Geoffroy, Céline, Cédric et Timothé pour avoir été un auditoire compréhensif mais critique lors de mes répétitions.

Je remercie enfin tout le LAOG pour son ambiance conviviale, ses célèbres pots à répétitions que je regrette déjà (naissance, Noël, ... le moindre prétexte suffit!).

Viennent enfin ceux qui ont du me supporter jusqu'au dernier moment! Helena, Pau, Alba, Yaume, Pierrot et Céline, je ne suis finalement pas trop fâché d'avoir partagé le Magimix avec vous pendant ces 2 dernières années... Oui, les odeurs de fosse septique pleine commenceraient presque à me manquer! Merci aussi à mes chers compagnons de pérégrinations alpines sans lesquels mon esprit se serait englué : Yaume, Guillaume, Renaud, Pierrot, Jean, Hugues, Damien, Cécile, Anne, Hélène, Aurélien, Mich', Ludo mais aussi Ju, Marion, Fab', etc, c'est sympa de ne pas m'avoir trop soumis à la tentation pendant ces derniers mois si cruciaux.

Merci à mes parents, à mes frères et soeur, mes neveux et nièces pour leur soutien sans faille¹. Grazie a te, Otello, per la camera che mi avete lasciato occupare dall'inizio della mia arrivata a Southampton. Senza te, avrei dormito nel mio ufficio fino a febbraio...

Un immense merci enfin à toi, Anne-Claire, pour qui cette fin de thèse n'a pas du être de tout repos mais qui a toujours su être si patiente et compréhensive.

Tiens, c'est déjà la fin de cette partie et je m'aperçois que je n'ai que si peu tancé certains! Qu'ils ne se réjouissent pas trop vite, ce n'est qu'un sursis... jusqu'à la prochaine thèse?²

¹Ils ont vite appris à ne plus poser la question taboue "Ou en est-tu de ta thèse"...

²Euh... Second degré évidemment!

VARIABILITÉ TEMPORELLE DES BINAIRES-X : OBSERVATIONS AVEC *INTEGRAL*. MODÉLISATION.

Clément CABANAC

RÉSUMÉ

L'origine de la variabilité observée dans l'émission X et Gammas des binaires X reste encore à ce jour un problème largement débattu en astrophysique des hautes énergies. Ces objets présentent notamment des fortes variations aperiodiques et quasi-periodiques de leur luminosité sur d'aussi petites échelles de temps que la milliseconde et ce comportement erratique doit permettre de contraindre les modèles d'émission des zones les plus rapprochées des étoiles à neutrons ou des trous noirs de masse stellaire les constituant. Nous nous proposons dans ce manuscrit d'étudier le comportement de ces objets sous 3 angles différents : tout d'abord nous suivons l'évolution d'une source découverte par le satellite *INTEGRAL*, IGR J19140+0951. Par une étude spectro-temporelle et multi-instruments nous montrons que celle-ci doit vraisemblablement appartenir à la classe des binaires X de grande masse et abriter une étoile à neutrons. Ensuite, nous présentons une nouvelle technique adaptée à l'étude temporelle des données provenant d'instruments à masques codés. Nous mettons en évidence par ce biais la présence de comportement périodiques et quasi-périodiques dans les données *INTEGRAL*/ISGRI de certains pulsars ou microquasars, jusqu'à des énergies proches de la centaine de keV. Enfin, nous proposons un modèle pour décrire la variabilité à basse fréquence des états les plus durs des binaires-X. Celui-ci est basé sur la comptonisation thermique de photons mous par une couronne chaude soumise à une onde de pression en géométrie cylindrique. Nous montrons alors par des solutions analytiques et une résolution numérique du problème qu'un tel modèle pourrait permettre de décrire certaines composantes observées dans les spectres de puissance des états durs ainsi que leur évolution tels que le bruit aperiodique et certaines oscillations périodiques de basses fréquences.

Mots-clés : Binaires-X, Microquasars – Modélisation, Variabilité; Oscillations Quasi-Périodiques (QPO); Bruit Aperiodique; Spectres de puissance; Observation – *INTEGRAL*; Comptonisation thermique – Mécanismes d'émission; Couronne.

ABSTRACT

The exact origin of the observed X and Gamma ray variability in X-ray binaries is still an open debate in high energy astrophysics. Among others, these objects are showing aperiodic and quasi-periodic luminosity variations on timescales as small as the millisecond. This erratic behavior must put constraints on the proposed emission processes occurring in the vicinity of the neutrons star or the stellar mass black-hole held by these objects. We propose here to study their behavior following 3 different ways: first we examine the evolution of a particular X-ray source discovered by *INTEGRAL*, IGR J19140+0951. Using timing and spectral data given by different instruments, we show that the source type is plausibly consistent with a High Mass X-ray Binary hosting a neutrons star. Subsequently, we propose a new method dedicated to the study of timing data coming from coded mask aperture instruments. Using it on *INTEGRAL*/ISGRI real data, we detect the presence of periodic and quasi-periodic features in some pulsars and microquasars at energies as high as a hundred keV. Finally, we suggest a model designed to describe the low frequency variability of X-ray binaries in their hardest state. This model is based on thermal comptonization of soft photons by a warm corona in which a pressure wave is propagating in cylindrical geometry. By computing both numerical simulations and analytical solution, we

show that this model should be suitable to describe some of the typical features observed in X-ray binaries power spectra in their hard state and their evolution such as aperiodic noise and low frequency quasi-periodic oscillations.

Keywords : X-ray Binaries, Microquasars – Modeling; Variability; Quasi-Periodic Oscillations (QPO); Aperiodic Noise; Power Spectra; Observation – *INTEGRAL*; Thermal Comptonization–Emission processes; Corona.

Table des matières

Remerciements	i
Résumé-Abstract	iii
Table des matières	v
Table des figures	ix
Liste des tableaux	xiii
Partie 1. INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1. Les binaires-X : un bestiaire inclassable?	3
1. Qui nourrit les trous noirs?	4
§ 1. Ordre de grandeur	5
§ 2. Luminosité d'Eddington	5
§ 3. Le disque α	6
2. Influence de l'étoile compagnon	7
§ 4. Les binaires-X de faible masse	8
§ 5. Les binaires-X de grande masse	9
3. Comportement radiatif des binaires-X	10
§ 6. Profil de température, spectre et luminosité	10
§ 7. Les principes de la comptonisation thermique	11
4. Les états canoniques	13
§ 8. Binaires à trou noir	14
§ 9. États des étoiles à neutrons à champ magnétique faible	15
5. Des binaires-X avec des jets relativistes : les microquasars	17
§ 10. Propriétés physiques des jets	19
§ 11. Des émissions X corrélées au flux radio; lien accrétion-éjection	20
6. Vers des modèles décrivant les états des binaires-X à trou noir?	20
§ 12. Les modèles de jets. Liens avec l'accrétion	20
§ 13. Les ADAF : une tentative de modélisation de la composante dure?	22
§ 14. Un modèle d'accrétion-éjection?	23
CHAPITRE 2. Variabilité intrinsèque des binaires-X	27
1. Les moyens observationnels et les outils d'analyse	28
§ 15. RXTE, une mission longue durée	28
§ 16. Analyse temporelle : spectres de puissance (PSD) et autres techniques	28
2. Les observables : quelques échelles de temps	30
§ 17. Les transitions entre états : des cycles d'hystérésis?	30
§ 18. Variabilité à haute résolution temporelle	31
3. Des corrélations entre fréquences caractéristiques	34
4. Parlons modèles	34
§ 19. Des recherches de fréquences caractéristiques	35

§ 20. Et le transfert radiatif dans tout ça?	36
CHAPITRE 3. La mission <i>INTEGRAL</i>, l’imageur IBIS, la technique du masque codé	39
1. Introduction : des problèmes de focalisation à haute énergie	39
§ 21. La focalisation en incidence rasante	40
§ 22. Différents types de télescopes X "mous"	40
2. La technique du masque codé	40
§ 23. L’encodage des photons entrant	40
§ 24. Techniques de reconstruction	43
3. La mission <i>INTEGRAL</i>	43
§ 25. JEM-X 1 et 2	45
§ 26. L’imageur IBIS	45
4. OSA : Le logiciel de traitement des données d’ <i>INTEGRAL</i>	46
§ 27. Structure des données	46
§ 28. Un fonctionnement commun, des différents niveaux d’analyse	47
§ 29. Inconvénients de la méthode standard pour le “timing” avec ISGRI	47
 Partie 2. SUIVI D’UNE NOUVELLE SOURCE <i>INTEGRAL</i> DEPUIS SA DÉCOUVERTE : IGR J19140+0951	 49
CHAPITRE 4. Présentation de la source et problèmes de localisation	51
1. Découverte et premières caractérisations	51
§ 30. Une variabilité suivie par RXTE	52
2. Affinement de la position	53
§ 31. L’idée : une utilisation multi-instruments	54
§ 32. Principes de la méthode et résultats	56
3. Lettre publiée dans A&A : “Discovery of a new <i>INTEGRAL</i> source: IGR J19140+0951”	58
4. Commentaires	63
§ 33. Variabilité et comportement spectral d’IGR J19140+0951	63
§ 34. À la recherche de contreparties?	64
CHAPITRE 5. Une étude multi-instruments pour contraindre la nature de la source	67
1. Introduction	67
2. “Unveiling the nature of the high energy source IGR J19140+0951”	68
3. Résumé de l’article et discussion	82
§ 35. Nature de l’objet compact	82
§ 36. Type de système	83
 Partie 3. VERS L’UTILISATION D’IBIS POUR L’ANALYSE TEMPORELLE DES BINAIRES-X : UNE NOUVELLE MÉTHODE.	 85
CHAPITRE 6. Le test de Rayleigh et la méthode des PIFs	87
1. Le test de Rayleigh	88
§ 37. Principes généraux de base utilisés	88
§ 38. Efficacité théorique dans un signal bruité	90
§ 39. Interprétation qualitative du test de Rayleigh	92
§ 40. Autres méthodes d’analyse temporelle. Comparatifs.	93
2. La méthode des PIFs	96
§ 41. L’extraction des “événements”	96
§ 42. Quand les photons montrent leurs PIFs...	98
§ 43. Un moyen de retrouver les intensités de chacune des sources?	99

3. Une association méthode des PIFs - test de Rayleigh	102
CHAPITRE 7. Implémentation du code et résultats	105
1. Implémentation du test de Rayleigh couplé à la méthode des PIFs	106
§ 44. Description du code principal	106
§ 45. Les "pixels chauds"	109
§ 46. Réalisation d'un programme d'étude systématique de sources	109
§ 47. Significativité de la détection de périodicité	110
2. Tests sur des données simulées	112
§ 48. Simulation de deux sources oscillantes	112
§ 49. Résultats : séparation des signaux	115
3. Et avec des sources réelles?	120
§ 50. Tests sur le Crabe	120
§ 51. Recherche de périodicités connues et inconnues dans divers types de sources	121
4. Conclusions, discussions et ouverture	127
§ 52. Avantages principaux apportés par le code Rayleigh-PIFs	127
§ 53. Des QPOs et modulations détectées et/ou absentes	129
§ 54. Vers une recherche de QPOs de faible cohérence?	130
Partie 4. VARIABILITÉ HAUTE-ÉNERGIE : UN MODÈLE DE COURONNE OSCILLANTE	133
CHAPITRE 8. Présentation du modèle et calculs théoriques	135
1. Le modèle : une couronne cylindrique comme siège de la variabilité haute énergie	136
§ 55. Vision générale	137
§ 56. Types d'ondes dans un plasma	138
2. Calculs en coordonnées cylindriques	140
§ 57. Résolution de l'équation d'onde : mode "saucisse"	140
3. Conditions aux limites	142
§ 58. Un plasma aux dimensions restreintes	143
§ 59. Conclusion : allure des solutions	145
4. Calcul analytique en milieu homogène : prévisions des résultats?	145
§ 60. Expression de la composante modulée du flux dans le cas d'une réponse linéaire	146
§ 61. Spectres de puissance attendus	148
CHAPITRE 9. Simulations Monte-Carlo linéaires dépendantes du temps.	151
1. Adaptation d'un code Monte-Carlo linéaire indépendant du temps	152
§ 62. Avantages et inconvénients a priori de la méthode	152
§ 63. Applications au transfert de rayonnement : résumé!	152
§ 64. Principe des codes Monte-Carlo linéaires	154
§ 65. Description du code modifié	156
§ 66. Problèmes généraux rencontrés	158
2. Traitement des résultats	162
§ 67. Structure des fichiers de sortie	162
§ 68. Principes des scripts post-simulations	162
3. Recherche du domaine de linéarité du processus de comptonisation	163
§ 69. Densité spectrale en énergie	163
§ 70. Limite de linéarité	165
§ 71. Réponse de la couronne à une excitation sinusoïdale	170
CHAPITRE 10. Une description des spectres de puissance des états durs?	173

1. Onde unidimensionnelle	174
§ 72. Paramètres de la simulation	174
§ 73. Courbes de lumière, dépendance en énergie : évolution qualitative de la variabilité.	174
§ 74. Possibilité de limiter l'amplitude de la résonance en pression	177
§ 75. Premiers spectres de puissance!	178
§ 76. Évolution des PSD en fonction de la taille de la couronne	178
§ 77. Évolution en fonction de l'énergie	180
2. Ondes bidimensionnelles ou saut des conditions physiques	182
§ 78. Onde bornée verticalement	182
§ 79. Émission par un anneau autour du rayon de transition	185
§ 80. Propagation dans 2 milieux d'impédances différentes	185
CHAPITRE 11. Discussions	189
1. Limites du traitement choisi	190
2. Implications des non-linéarités sur les observables	190
§ 81. Les harmoniques dans les PSD, une conséquence du transfert de rayonnement?	190
§ 82. Le pivot et la variabilité basse énergie peuvent-ils être observés?	192
3. Discussion des limites du modèle	193
§ 83. Effets relativistes	193
§ 84. Rapport entre la fréquence de coupure du continuum et la fréquence du QPO.	194
4. Le modèle de couronne oscillante dans le contexte du paradigme d'accrétion-éjection	195
§ 85. De la diminution de la variabilité lorsque r_j diminue	196
§ 86. Des ordres de grandeurs des vitesses de propagation utilisées	196
5. Modèle-dépendance des simulations	197
Partie 5. CONCLUSION ET PERSPECTIVES	201
Conclusion et Perspectives	203
Partie 6. ANNEXES	209
ANNEXE A. Équations d'ondes de pression en géométrie cylindrique	211
1. Equation d'une onde sonore en géométrie cylindrique et en milieu inhomogène.	211
2. Solutions à variables séparées	212
§ 87. Limites des petites variations	212
ANNEXE B. Ajustement d'un hyperplan par la méthode des moindres carrés	215
1. Méthode des moindres carrés	215
2. Écriture matricielle et résolution du système	216
Partie 7. BIBLIOGRAPHIE	219
Bibliographie	221
Partie 8. INDEX	231
Index	233

Table des figures

1	Le plan galactique vu par l'imageur IBIS à bord d' <i>INTEGRAL</i> dans la gamme 20-40 keV.	4
2	Les HMXB et les LMXB.	8
3	Équipotentiels typiques autour d'une binaire-X.	9
4	Profil radial de température dans un disque optiquement épais.	11
5	Densité spectrale en énergie typique des binaires-X dans les rayons X, gammas mous.	12
6	Spectres typiques liés aux 3 états canoniques de référence en dehors de la quiescence.	14
7	Allure des diagrammes couleur-couleur (CD) et intensité-couleur (HID) pour des binaires avec étoiles à neutrons et à trou noir.	16
8	Comparaison entre les éjections discrètes observées dans 2 objets d'échelles différentes à des échelles de temps différentes.	18
9	Observations quasi-simultanées X et radio pour quelques binaires à trou noir (confirmées ou candidates), normalisées à une distance de 1 kpc.	21
10	Schéma qualitatif du flot d'accrétion dans les différents états spectraux en fonction du taux d'accrétion $\dot{m} = \dot{M} / \dot{M}_{Edd}$ dans le modèle de Esin <i>et al.</i> (1997).	22
11	Les 4 états canoniques des binaires X à trou noir dans le modèle de Ferreira <i>et al.</i> (2006) et leur évolution en fonction du taux d'accrétion \dot{m} et du rayon de transition r_j .	25
12	Schéma de principe de l' <i>ASM</i> , du <i>PCA</i> et de <i>HEXTE</i> à bord d' <i>RXTE</i> .	29
13	Tracé schématique que semble suivre certaines binaires X caractéristiques dans un diagramme intensité-couleur.	31
14	PSD de quelques binaires-X à trou noir caractéristiques dans leurs trois états canoniques de forte luminosité.	33
15	Relations <i>WK</i> et <i>BH</i> entre fréquences caractéristiques et niveau de variabilité.	35
16	Principe des télescopes à incidence rasante.	41
17	Principe d'un masque codé et caractéristiques d'IBIS.	42
18	Les différents instruments à bord d' <i>INTEGRAL</i> .	44
19	IBIS : son masque et la double couche de détection.	46
20	Spectre de puissance d'IGR J19140+0951 à très basses fréquences obtenu via les observations <i>ASM</i> de la source depuis le 20 Février 1996 jusqu'au 1er Septembre 2006.	52
21	Positions du Crabe avec <i>ISGRI</i> selon que l'on traite les données avec <i>ii_sky_image</i> de la version 2.0 (<i>à gauche</i>) ou 3.0 (<i>à droite</i>) d'OSA. Figure tirée de Goldwurm <i>et al.</i> (2003).	53
22	Images mosaïques du champ de vue de <i>JEM-X</i> obtenues pendant la révolution 48 dans différentes bandes d'énergies en utilisant le "JEM-X off-line software" de (Lund <i>et al.</i> 2004).	56
23	Positions respectives de GRS 1915+105 et d'IGR J1914+0951 lorsque cette dernière est détectée par <i>JEM-X</i> . Décalage systématique des positions données par le "JEM-X Off-line Software" de GRS 1915+105.	57

24	Positions d'IGR J19140+0951 et erreurs relatives dans le champ de vue d' <i>INTEGRAL</i> .	58
25	Négatifs en "optique" de la région d'IGR J19140+0951.	64
26	Rayon du corps noir émetteur en fonction de la distance d'IGR J19140+0951.	83
27	Histogramme représentant la simulation (sur 10^6 itérations) de la densité de probabilité de la variable aléatoire $2nR^2$ dans le cadre de l'hypothèse nulle H_0 .	90
28	Densité de probabilité de la puissance de Rayleigh nR^2 en fonction de diverses valeurs du signal modulé et fonction de répartition associée à nR^2 .	91
29	Interprétation géométrique du test de Rayleigh.	92
30	Résultat graphique de la recherche de période par une méthode de repliement sur les données IBIS/ISGRI du Crabe de la révolution 102 sur une scw.	97
31	"Shadowgrams" : ici sont représentées les ombres théoriques du masque sur le détecteur pour 3 sources différentes du champ de vue.	98
32	Histogramme du nombre de pixels dans chaque boîte de PIF pour le cas des 2 sources dans le champ de vue.	100
33	Tracé du flux reçu par pixel dans chaque boîte de PIF en fonction de la valeur du PIF.	101
34	Exemple de projections de l'histogramme obtenu avec <code>histo_nD</code> pour un cube de donnée à $N = 4$ dimensions et $5 \cdot 10^5$ points de mesure dont les valeurs sont aléatoirement distribuées entre 0 et 5 dans chaque dimension.	108
35	Processus d'élimination des pixels chauds.	110
36	Courbe de lumière simulée d'une source oscillante.	113
37	Exemple de simulations de la réception de photons par ISGRI après passage du masque et émis par deux sources oscillants à des fréquences différentes.	115
38	Fréquencegrammes issus de l'application de notre méthode de "combinaison Rayleigh-PIF" sur les données simulées et comparaison avec un fréquencegramme de Rayleigh effectué sur les données brutes.	116
39	Évolution des fréquencegrammes avec l'augmentation du niveau de bruit.	118
40	Évolution des fréquencegrammes en fonction du nombre de boîtes de PIFs utilisées.	119
41	Dépendance des fréquencegrammes obtenus en fonction du temps de cohérence.	120
42	Méthode "Rayleigh-PIF" appliquée aux données ISGRI du Crabe de la révolution 102 (scw n° 21) dans la bande 20-25 keV.	122
43	Recherche de périodicités dans les données ISGRI du champ de vue de Vela X-1 pour la révolution n°161 du satellite, 6ème scw, bande 20-25 keV.	123
44	Recherche d'éventuelles périodicités pour Vela X-1 en dehors des harmoniques du pulse.	124
45	Recherche de périodicités dans les données de la révolution 48, scw n°2, bande 20-25 keV où le satellite pointait en direction de GRS 1915+105.	124
46	Étude spectro-temporelle du QPO très basse fréquence obtenu.	126
47	Survey fréquentiel sur quelques sources effectué avec la méthode Rayleigh-PIF dans la bande 20-25 keV.	128
48	Forme du pulse de Vela X-1 dans les courbes de lumière rephasées du PCA (à gauche) et d'IBIS/ISGRI.	129
49	Vision générale du modèle de couronne oscillante que j'ai développé et paramètres le gouvernant.	138
50	Fonctions de Bessel J_0 et Y_0 en fonction de la distance r au centre de symétrie et valeur du vecteur d'onde radial K de l'onde en pression (de gauche à droite).	143

51	Allure de l'amplitude de la modulation $p_r(r)$ sans conditions aux limites verticales particulières.	145
52	Allure de l'amplitude de la modulation $p_r(r)$ avec des conditions aux limites verticales strictes.	146
53	Tracé de B^2 et νB^2 en fonction de la fréquence ν	148
54	Évolution de la fonction B^2 et du spectre de puissance en fonction de la valeur du rayon de transition r_j .	149
55	Schéma de principe du code Monte-Carlo linéaire avec pondération utilisé.	157
56	Organigramme des simulations nécessaires pour engendrer un spectre de puissance lié à la réponse radiative de la couronne soumise à une onde de pression.	159
57	Tracé du nombre de photons par seconde tirés par le code avec la machine SHERPAS pour un plasma de 100 keV et une injection de photons mous de 700 eV.	160
58	Allure d'une partie d'un des fichiers de sortie provenant des simulations Monte-Carlo.	162
59	SED (tracées en $E \times F_E$) obtenues avec 10^6 photons émis pendant 10s, $kT_{mous} = 0.7$ keV, $kT_e = 75$ keV et $\tau = 1.2$ (trait continu).	164
60	Variations absolues de la SED (en $E \times F_E$) lorsqu'on change progressivement les paramètres physiques (n_e et T_e) via une compression adiabatique.	164
61	Paramètres du meilleur ajustement de l'indice en photon Γ en fonction du paramètre Compton y par une loi de puissance $\Gamma = a \times y^{-b}$.	166
62	Variation du spectre ΔF relativement au spectre de référence F_o en fonction de l'énergie et de la perturbation en pression ϵ .	167
63	Tracé de la valeur des coefficients C_{lin} et C_{quad} en fonction de l'énergie.	168
64	Tracé de la valeur maximale ϵ_{max} que l'on peut fixer pour ϵ pour que le terme quadratique $C_{quad}\epsilon^2$ soit inférieur à 20 % du terme linéaire.	169
65	Courbes de lumière obtenues en faisant varier sinusoidalement ϵ et avec une amplitude de la modulation en température égale à 15%.	170
66	Courbe de lumière obtenue par les simulations Monte-Carlo et dépendance énergétique.	175
67	Cartes en intensité du carré du rapport entre le flux $F(t, E)$ et le flux moyen $F_o(E) = moy_t(F(t, E))$ dans chaque bande d'énergie.	176
68	Courbe de lumière obtenue proche de la résonance.	177
69	Spectres de puissance reconstitué par nos simulations dans la bande 25-45 keV.	179
70	Évolution du spectre de puissance issu des simulations Monte-Carlo en fonction du rayon de transition r_j .	180
71	Évolution attendue du spectre de puissance en fonction de la bande d'énergie.	181
72	Spectre de puissance obtenu analytiquement dans le cas de conditions aux limites verticales fixes et évolution en fonction de la valeur de la hauteur h sur laquelle se déroule l'oscillation.	183
73	Tracé du dénominateur de la relation 58.79 en fonction de son argument Kr_j et relation liant Kr_j à ν dans le cas de conditions aux limites verticales fixes.	184
74	Spectre de puissance obtenu dans le cas de l'émission par un fin anneau situé vers r_j .	185
75	Spectres de puissance obtenus avec une transmission de l'onde en r_i et évolution en fonction des rapports des vitesses de propagation dans les deux milieux.	188

- 76 Spectres de puissance de XTE J1550-564 dans différentes bandes d'énergie et évolution de chacune des composantes (bruit aperiodique, QPO basse fréquence et première harmonique) en fonction de l'énergie. 191
- 77 Spectres de puissance de GRS 1915+105 tirés de Morgan *et al.* (1997) lorsque la source occupe son état le plus "dur" pendant les mois de Juillet-Août 1996. 194
- 78 Spectre de puissance calculé dans la même approximation linéaire qu'au chapitre 8, mais pour une géométrie sphérique. 198

Liste des tableaux

1	Modèles utilisés et valeurs des paramètres obtenus pour ajuster les spectres au mieux dans les états de faible ou de forte luminosité.	63
2	Tableau donnant la valeur maximale dans le fréquencegramme de $P_{r,max}$ (en $(rms/moy)^2$) à la fréquence du QPO ν_{QPO} en fonction de la bande d'énergie E étudiée.	127
3	Valeurs des paramètres d'entrée (kT_e et τ) adoptés et de l'indice en photon Γ obtenu pour différentes simulations de SED.	165
4	Amplitude relative de chacune des composantes de l'ajustement du spectre de puissance de la figure par 3 lorentziennes différentes.	182
5	Types d'ondes ioniques et expression de leurs vitesses de propagations.	197

Partie I

Introduction

1	Les binaires-X : un bestiaire inclassable?	3
2	Variabilité intrinsèque des binaires-X	27
3	La mission <i>INTEGRAL</i> , l'imageur IBIS, la technique du masque codé	39

1

Les binaires-X : un bestiaire inclassable?

Plan du chapitre

1. Qui nourrit les trous noirs?	4
§ 1. <i>Ordre de grandeur</i>	5
§ 2. <i>Luminosité d'Eddington</i>	5
§ 3. <i>Le disque α</i>	6
2. Influence de l'étoile compagnon	7
§ 4. <i>Les binaires-X de faible masse</i>	8
§ 5. <i>Les binaires-X de grande masse</i>	9
3. Comportement radiatif des binaires-X	10
§ 6. <i>Profil de température, spectre et luminosité</i>	10
§ 6.1. <i>Limites du disque multicolore</i>	10
§ 7. <i>Les principes de la comptonisation thermique</i>	11
4. Les états canoniques	13
§ 8. <i>Binaires à trou noir</i>	14
§ 9. <i>États des étoiles à neutrons à champ magnétique faible</i>	15
§ 9.2. <i>Des atolls et des Z</i>	15
§ 9.3. <i>Ajustement des spectres</i>	17
5. Des binaires-X avec des jets relativistes : les microquasars	17
§ 10. <i>Propriétés physiques des jets</i>	19
§ 11. <i>Des émissions X corrélées au flux radio; lien accrétion-éjection</i>	20
6. Vers des modèles décrivant les états des binaires-X à trou noir?	20
§ 12. <i>Les modèles de jets. Liens avec l'accrétion</i>	20
§ 13. <i>Les ADAF : une tentative de modélisation de la composante dure?</i>	22
§ 14. <i>Un modèle d'accrétion-éjection?</i>	23
§ 14.4. <i>Vision générale</i>	23
§ 14.5. <i>Transitions entre états</i>	24

Si on pouvait contempler la voûte céleste depuis la terre avec nos propres yeux dans le domaine des rayons gamma *mous*³, celle-ci nous offrirait un spectacle assez différent de celui que nous avons l'habitude d'admirer pendant les belles nuits du mois d'août. En effet, celle-ci exhiberait comparativement moins d'objets brillants et surtout ceux-ci seraient concentrés pour leur très grande majorité dans le plan galactique. La voie *lactée* elle-même se verrait bien mal-nommée

³gamme allant de 20 keV à 1 MeV

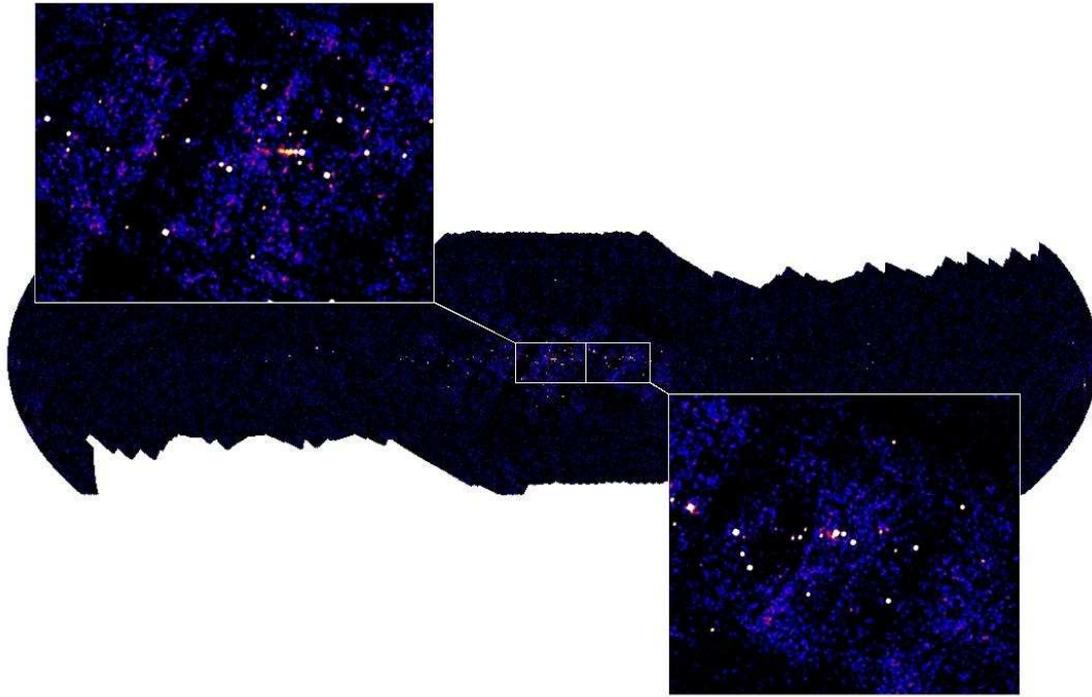


Fig. 1. Le plan galactique vu par l’imageur IBIS à bord d’*INTEGRAL* dans la gamme 20-40 keV. Au centre, une mosaïque des images obtenus par le programme GPS (Galactic Plane Scan, en 2004). À droite et à gauche, un agrandissement vers le centre galactique. Crédits photographiques : A.J. Bird (University of Southampton) et R. Walter (ISDC).

puisque son caractère diffus⁴ disparaîtrait au profit d’une myriade de sources ponctuelles (cf l’image du plan galactique dans la figure 1). Parmi ces sources galactiques, il a été montré que 90% de celles-ci appartiennent à une classe d’objet partageant des caractéristiques communes, les binaires-X, que nous nommerons aussi par leur acronyme *XRB* dans la suite de cet ouvrage.

Une bonne partie du travail de l’astrophysicien étant consacrée à la classification, c’est à dire qu’il se doit de *ranger* des sources à priori inconnues dans des tiroirs aux contours *bien définis*, je tenterai dans ce chapitre de préciser quelles sont les caractéristiques principales que partagent les XRBs, tant du point de vue de leurs observables (luminosité, comportement spectral), que des modèles censés expliquer celles-ci. Je tâcherai aussi de décrire les 2 différentes sous-classes que sont les binaires-X de grande masse (*HMXB*) et les binaires X de faible masse (*LMXB*), ceci afin de mieux comprendre les conclusions que nous allons tirer quant à la nature de la source que j’ai particulièrement étudiée, IGR J19140+0951.

1. Qui nourrit les trous noirs?

Depuis les débuts de l’astronomie X dans les années 60 avec la découverte de Sco X-1 via un compteur Geiger embarqué à bord de la fusée Aerobee (Giacconi *et al.* 1962), on a pu recenser un peu moins de 400 binaires-X présentes dans le ciel (150 *LMXB* dans Liu *et al.* (2001), 128 *HMXB* dans les nuages de Magellan selon Liu *et al.* (2005) et enfin 114 *HMXB* dans la voie lactée, cf Liu *et al.* (2006)). Dès le début, les très fortes luminosités de ces objets qui peuvent atteindre de 10^{34} à 10^{38} *erg.s*⁻¹ rien que dans le domaine des rayons X⁵ ont amené plusieurs équipes

⁴qui reste présent jusque dans les rayons X mous, i.e. jusqu’à quelques keV et qui sont produits par l’émission d’un plasma chaud dont la nature n’est pas encore totalement clarifiée.

⁵Rappelons à cet effet que la luminosité totale du soleil intégrée sur tout le spectre est de 3.8×10^{33} *erg.s*⁻¹

(par exemple Zeldovich & Guseynov 1966) à proposer des mécanismes d'accrétion de matière autour d'objets compacts comme principaux moteurs de l'émission observée. En effet, par une ironie de l'histoire, à la fin du XIXème siècle, la gravitation avait été proposée comme source d'énergie primaire pour le soleil via sa contraction progressive depuis son origine (calcul de Kelvin-Helmholtz), cependant cette hypothèse montrait ses limites dans la mesure où ce même calcul donnait un âge très jeune au soleil : on obtenait ainsi $\tau_{KH} = GM^2/(LR) = 30$ millions d'années⁶, incompatible avec l'âge mesuré de certaines roches terrestres... La théorie de Bethe en 1939 allait évidemment surmonter ce paradoxe et consacrer la fusion thermonucléaire comme source d'énergie des étoiles, mais nous allons voir en premier lieu comment, par de simples calculs d'ordre de grandeur, la puissance d'accrétion peut se révéler beaucoup plus forte dans le cas des objets compacts et ses applications pour la modélisation des binaires-X, mais aussi des Noyaux Actifs de Galaxie.

Les explications qui suivent sont largement inspirées de Frank *et al.* (2002) et nous conseillons au lecteur de s'y référer pour de plus amples explications.

§ 1. Ordre de grandeur

Imaginons donc un objet compact de masse M et de rayon R_* . Dans l'approximation newtonienne, l'énergie d'accrétion maximale que pourra tirer cet objet par la chute d'une masse m depuis l'infini sera égale à :

$$(1.1) \quad \Delta E_{acc} = \frac{GMm}{R_*} - 0.$$

En divisant par l'énergie au repos de la masse $E_{reposit} = m.c^2$, on obtient l'efficacité η_{acc} maximale de ce mécanisme d'accrétion :

$$(1.2) \quad \eta_{acc} = \frac{GM}{R_*c^2}.$$

L'ordre de grandeur du rendement dépendra donc du rapport M/R_* : plus l'objet sera compact et plus l'efficacité du processus d'accrétion sera forte. Ainsi, pour le soleil on obtient une valeur de $\eta_{acc,\odot} \simeq 2 \times 10^{-6}$, bien inférieure à la valeur typique de l'efficacité $\eta_N \simeq 7 \times 10^{-3}$ des réactions thermonucléaires. Par contre, pour une étoile à neutrons de masse $M_{NS} = 1.4M_{\odot}$ et de rayon $R_{NS} = 10km$, on obtient $\eta_{acc,NS} \simeq 0.21$.⁷ Pour un trou noir en revanche, toute l'énergie gravitationnelle peut ne pas être convertie en rayonnement, du fait de la présence de l'horizon et réduit alors l'efficacité de l'accrétion comme nous allons le voir ci-après⁸.

§ 2. Luminosité d'Eddington

Par suite, on voit que pour un rapport M/R_* donné, la luminosité de l'objet accrétant est directement proportionnelle au taux d'accrétion. Et si la totalité de l'énergie d'accrétion par unité de temps est libérée en rayonnement on a :

$$(2.3) \quad \frac{d\Delta E_{acc}}{dt} = L_{acc} = \eta_{acc}\dot{M}c^2.$$

⁶Calcul réalisé en supposant que l'énergie gravitationnelle tirée de la contraction est intégralement rayonnée (on suppose que la température du soleil reste la même au cours de cette contraction)

⁷Le même raisonnement appliqué aux naines blanches pourrait faire croire au lecteur que les processus dominant l'émission sont encore les réactions nucléaires. Il ne faut pas oublier les échelles de temps dans ces objets là : alors que le processus d'accrétion est 20 à 25 fois moins efficace que les réactions nucléaires, ces dernières ne se produiront que lors de l'impact de la matière accrétante avec la surface et sera responsable de sursauts intenses, mais brefs (d'où le nom de *variables cataclysmiques*), tandis que l'accrétion se fera sur des durées plus grandes.

⁸Pour un trou noir de Schwarzschild, on devrait dans ce cas avoir jusqu'à $\eta_{acc} = 0.5$.

La luminosité pourrait donc prendre des valeurs extrêmement élevées, tant que le taux d'accrétion reste fort. Une limite s'impose cependant dans le cas d'une source émettant de manière isotrope : en effet, on peut imaginer que la force F_{rad} liée à la pression de radiation va, à un moment donné, contrebalancer l'attraction gravitationnelle F_{grav} exercée sur le système proton+électron situé à la distance r de l'objet de masse M . Comme :

$$(2.4) \quad F_{rad} = \frac{L \cdot \sigma_{Thomson}}{4\pi r^2 c},$$

$\sigma_{Thomson}$ étant la section efficace de Thomson, et que,

$$(2.5) \quad F_{grav} \simeq \frac{G \cdot M \cdot m_p}{r^2},$$

on obtient la luminosité d'Eddington :

$$(2.6) \quad L_{Edd} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_{Thomson}} \simeq 1.3 \times 10^{38} (M/M_\odot) \text{erg.s}^{-1}.$$

Inversement, étant donné une luminosité donnée, on peut déduire le taux d'accrétion maximal \dot{M}_{Edd} que peut subir un objet donné. Ainsi, les luminosités typiques des binaires X s'échelonnant de 10^{34} à $10^{38} \text{erg.s}^{-1}$, cela donne des taux d'accrétion maximaux de l'ordre de 10^{-12} à $10^{-8} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$. On remarquera tout de même que ce calcul est basé sur des hypothèses simples (isotropie du rayonnement, gaz à métallicité nulle) qui peuvent tout à fait être remises en cause pour expliquer certains phénomènes (objets super-Eddington par exemple comme les objets Ultra-lumineux (ULX) ou même GRS 1915+105 cf par exemple King *et al.* 2001).

§ 3. Le disque α

Quoique la présence d'un petit disque d'accrétion dans les binaires de forte masse soit encore sujette à débat (cf paragraphe 2 dans ce chapitre), nous allons nous attacher à décrire brièvement les principes de ce modèle développé par Shakura & Sunyaev en 1973. Celui-ci repose sur l'hypothèse d'un disque de gaz (composé essentiellement d'hydrogène) optiquement épais et géométriquement mince et dont chacun des anneaux concentriques est en orbite képlérienne autour de l'objet compact central. Le chauffage du disque sera réalisé par *friction* entre les différents anneaux, ceux-ci présentant un cisaillement du fait de leur non corotation ($v_{corotation} \propto r$ et $v_{Kepler} \propto r^{-1/2}$). La fonction de cette *friction* est donc de transporter le moment cinétique de l'intérieur vers l'extérieur du disque et permettra l'accrétion en transformant l'énergie mécanique en rayonnement.

La composante orbitale v_ϕ de la vitesse de la particule située à la distance r sera donc :

$$(3.7) \quad v_\phi = \sqrt{\frac{GM}{r}}.$$

L'équilibre hydrostatique calculé dans la direction z en l'absence de champ magnétique, permet de calculer l'épaisseur géométrique h du disque :

$$(3.8) \quad h = 2r \frac{v_s}{v_\phi},$$

où v_s est la vitesse microscopique des particules du gaz. Enfin, en intégrant l'équation du moment angulaire (cf Pringle 1981), on obtient

$$(3.9) \quad 2\pi r^3 \Sigma \nu \frac{\partial \Omega}{\partial r} = 2\pi r^3 \Sigma v_r \Omega + C$$

avec v_r la composante radiale de la vitesse ($v_r \ll v_\phi$), $\Sigma = \int \rho(z) dz$ la densité surfacique du disque et ν la viscosité cinématique liée au cisaillement et C la constante d'intégration. On remarquera bien que le premier membre de cette équation sera lié au couple introduit

par la dissipation visqueuse entre les anneaux. La nature de cette viscosité n'est pas de type moléculaire, car celle-ci ne pourrait alors pas reproduire les luminosités que l'on observe couramment (cf Pringle 1981), et Shakura & Sunyaev (1973) proposent que l'origine de celle-ci soit turbulente. Les mécanismes engendrant cette dernière étant encore à présent sujets à débats, Shakura & Sunyaev ont alors paramétrisé ν avec le fameux paramètre α :

$$(3.10) \quad \nu = \alpha c_s h,$$

c_s étant la vitesse du son dans le plasma (proportionnelle à v_s donc). La dissipation de l'énergie gravitationnelle dépendra alors de l'objet que l'on étudie. En effet, seule la moitié de l'énergie gravitationnelle ΔE_{acc} de l'équation 1.1 peut être convertie en rayonnement par l'accrétion du disque, le reste étant nécessaire pour maintenir le gaz en rotation képlérienne (énergie cinétique). Les conditions aux limites intérieures du disque vont ensuite déterminer l'évolution de cette énergie cinétique :

- si le disque s'étend jusqu'à une surface physique, comme c'est le cas dans une étoile à neutrons ou une naine blanche, cette seconde moitié d'énergie peut être rayonnée suite à la chute du gaz sur la surface à la manière d'un corps noir.
- Au contraire, s'il s'agit d'un trou noir, le disque ne pourra s'étendre que jusqu'à la dernière orbite stable R_{LSO} ⁹ et l'énergie cinétique restante pourra, en l'absence d'autres phénomènes (jets par exemple), être simplement advecté vers le trou noir sans rayonnement, contribuant ainsi à l'augmentation de sa masse.

Il est important de noter que le disque α est aussi utilisé en première bonne approximation pour modéliser tout aussi bien le comportement des disques protoplanétaires que l'émission dans le visible et l'ultra-violet des AGN.

Si Shakura & Sunyaev envisagent l'effet d'un champ magnétique, ils n'en détaillent cependant pas toutes les conséquences sur la physique du disque d'accrétion. Ainsi, signalons que même avec un champ magnétique poloïdal faible, Balbus & Hawley (1991) ont montré que l'instabilité magnéto-rotationnelle pouvait transporter du moment cinétique de manière efficace mais de manière erratique, et je ferais enfin remarquer au lecteur qu'un fort champ magnétique vertical dans le disque permet, sous certaines conditions, de mettre en place une structure d'accrétion et la production d'un jet de manière autoconsistante (cf Ferreira & Pelletier 1993).

2. Influence de l'étoile compagnon

Après avoir examiné quel pouvait être le moteur des rayonnements enregistrés par les observatoires X, nous allons dans cette partie brièvement nous attacher à décrire les effets et les mécanismes dont l'étoile compagnon est responsable puisque c'est tout de même de cette composante que la matière accrétée provient. Il me semble de plus judicieux d'aborder ce thème dans la mesure où nous en aurons besoin dans la partie où je traite de la caractérisation de la nouvelle source *INTEGRAL*, IGR J19140+0951. Le schéma illustrant les 2 types de binaires est visible sur la figure 2. L'étude de l'étoile secondaire dans une binaire-X est fondamentale dans la mesure où elle permet de calculer la valeur de la masse de l'objet compact. En effet, pour un système binaire on peut calculer la fonction de masse $f(M)$ via :

$$(3.11) \quad f(M) \equiv P_{orb} K_2^3 / 2\pi G = M_1 \sin^3 i / (1 + q)^2,$$

avec P_{orb} la période orbitale du système, K_2 la moitié de l'amplitude de la courbe de vitesse de l'étoile compagnon, $q \equiv M_2/M_1$ et i l'angle d'inclinaison du système par rapport à la ligne de

⁹Pour un trou noir de Schwarzschild, $R_{LSO} = 3R_s = 6GM/c^2$ et pour un trou noir de Kerr avec $a = 1$ (de spin maximal), le disque peut s'étendre jusqu'à l'horizon et on a alors $R_{LSO} = R_g = GM/(c^2)$. On peut de cette manière ainsi obtenir l'efficacité η_{acc} du processus d'accrétion, en utilisant le fait que $L_{disque} = 1/2L_{acc}$ et les équations 2.3 et 1.2. Pour un trou noir de Schwarzschild on obtient $\eta_{acc,Schwarz} = 0.08$ (en réalité 0.057 avec les corrections relativistes) et $\eta_{acc,Kerr} = 0.5$ (resp 0.42 en géométrie de Kerr)

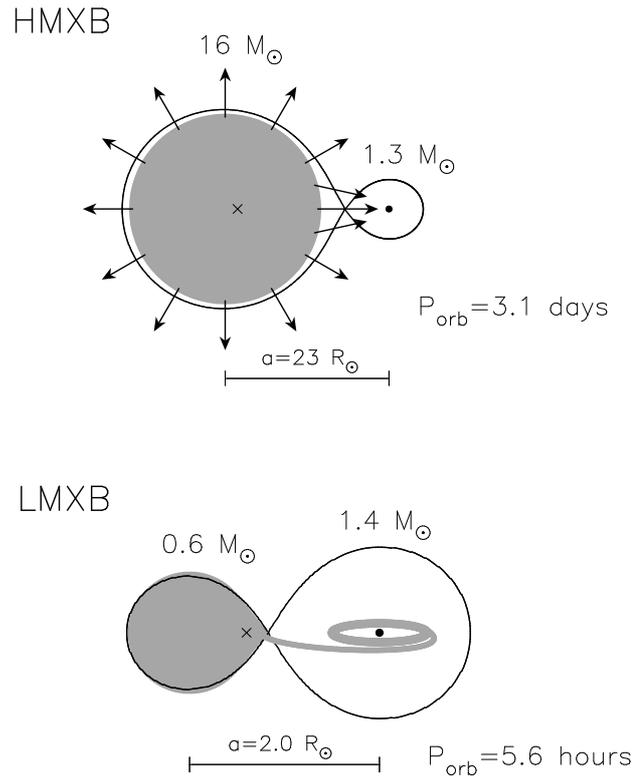


Fig. 2. Les 2 types de binaires-X : une HMXB (*en haut*) et une LMXB (*en bas*). Dans une HMXB, le fort vent stellaire est le principal contributeur de l'accrétion alors sphérique avec parfois la constitution d'un petit disque d'accrétion autour de l'objet compact. Pour une LMXB, l'accrétion se déroule via le remplissage d'une partie du lobe de Roche de l'objet compact (l'équipotentielle limite est représentée par le "8" horizontal sur la figure). Tiré de Tauris & van den Heuvel (2003).

visée. La mesure de la courbe de vitesse radiale de l'étoile compagne permet donc d'obtenir la fonction de masse et par suite la valeur de la masse de l'objet compact M_1^{10} .

§ 4. Les binaires-X de faible masse

L'étoile compagne d'une LMXB est souvent de type tardif (G ou K) avec une masse avoisinant la masse solaire ou moins et une petite séparation a entre les 2 membres de la binaires ($a \leq 10^{11} \text{cm}$). L'âge du système est de l'ordre de 10^9 ans. Les LMXB peuvent être divisées en deux sous-catégories selon que celles-ci sont des sources persistantes ou transitoires. Observationnellement, les sources transitoires se révèlent être quasiment toutes des binaires à trous noirs¹¹. La matière accrétée provient alors de l'étoile compagne de masse M_2 qui remplit alors partiellement le lobe de Roche de l'objet compact de masse M_1 . On rappelle à cet effet au lecteur la signification du lobe de Roche : si on trace les équipotentielles autour du système binaire (comme sur la figure 3), très près de chacun des astres ($r \ll a$) celles-ci vont prendre la

¹⁰l'incertitude liée à l'inclinaison i est répercutée sur la mesure de M_1 , M_2 est en général obtenue via l'étude spectro-photométrique de l'étoile compagne

¹¹ce qui serait compatible avec le fait que pour 2 étoiles compagne de même type, le taux d'accrétion est plus fort avec une étoile à neutrons que pour un trou noir. En effet, du fait de la masse moindre de l'étoile à neutrons, le compagne devra être plus proche de celle-ci pour pouvoir remplir son lobe de Roche et le disque sera donc plus petit et plus chaud (l'augmentation de la température du disque provenant aussi de son illumination par les rayons X de l'étoile), ce qui aura un effet stabilisant au regard de l'instabilité d'ionisation de l'hydrogène par exemple, cf Fabian *et al.* (2004) p.90-91 et King & Ritter (1998)

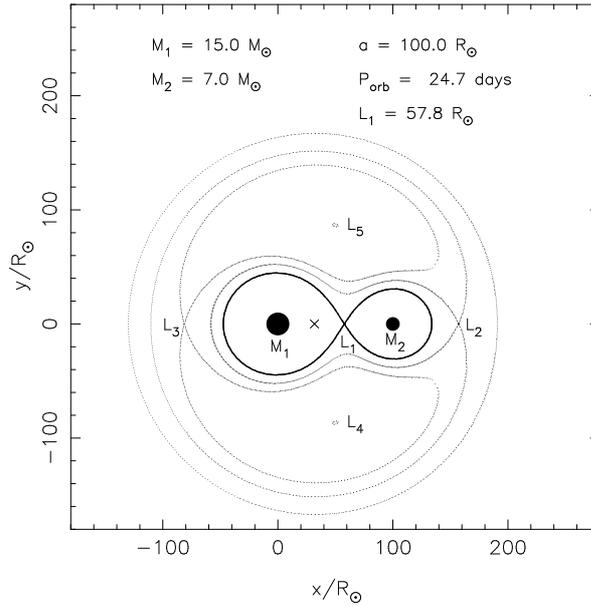


Fig. 3. Équipotentiels typiques autour d'une binaire-X (ici une HMXB). On notera la position des différents points de Lagrange L_i . Tiré de Tauris & van den Heuvel (2003).

forme de sphères concentriques autour de chacun des objets. À l'inverse, très loin de la binaire ($r \gg a$), le système sera vu comme un astre de masse $M_1 + M_2$ et les équipotentiels seront elles-aussi concentriques autour du centre de gravité du système. Entre ces 2 cas limites, on aura le cas intermédiaire où l'équipotentielle forme un genre de "∞", le point de jonction étant le point de Lagrange L_1 du système, où l'influence des 2 astres est équivalente. Les 2 lobes de Roche correspondent aux 2 boucles du huit formé.

Dans les LMXB, l'étoile compagne est suffisamment proche pour recouvrir le point L_1 et la matière de cette dernière va donc se diriger vers l'objet compact. Si cette matière possède un moment angulaire initial J suffisant, elle va pouvoir se mettre en orbite à un rayon de circularisation $R_{\text{circ}} = J^2/GM$ et formera ainsi la limite externe du disque d'accrétion. La condition pour que l'accrétion se fasse via un disque est alors naturellement que ce rayon soit supérieur aux dimensions de l'objet accrétant.

§ 5. Les binaires-X de grande masse

On peut aussi procéder à une dichotomie pour les binaires-X de grande masse (HMXB) selon la nature de l'étoile compagne : Dans une HMXB *standard*, il s'agit d'une jeune étoile supermassive (souvent de type O) avec une masse dépassant les $20 M_\odot$. Elles présentent alors un très fort vent stellaire qui englobera alors l'objet compact. Ce dernier étant en général proche et gravitant sur des orbites quasi circulaires, l'émission X dans ces objets sera en général persistante. Dans une binaire Be, l'étoile compagne est une étoile B de la séquence principale avec elle aussi un fort vent stellaire. Cependant, dans ces systèmes l'orbite de l'objet compact est plus éloigné et plus excentrique, ce qui va le faire passer alternativement dans une zone où le vent est dense puis plus ténu. On interprète ainsi le caractère transitoire que revêtent la plupart des binaires Be.

Le mécanisme prépondérant gouvernant l'accrétion dans ces systèmes est la capture radiale du vent stellaire : en effet la perte de masse dans ces objets est suffisante ($\dot{M}_{\text{vent}} \simeq 10^{-6} M_\odot \text{.an}^{-1}$) pour s'affranchir de la condition de remplissage du lobe de Roche nécessaire dans les LMXB. Naturellement, certains systèmes HMXB présentant des séparations très petites peuvent présenter

un disque d'accrétion. Le mécanisme d'accrétion via un vent stellaire sera évidemment moins efficace que celui réalisé via un disque du fait de l'isotropie de l'émission du vent mais aussi de sa *force*¹² : plus le vent sera fort, moins il aura de chance d'être capturé par l'objet compact. On peut montrer ainsi que la masse accrétée \dot{M}_{acc} dépendra de la vitesse du vent v_{vent} comme $\dot{M}_{acc} \propto \dot{M}_{vent}/v_{vent}^4$ (voir par exemple Illarionov & Beloborodov 2001, et les références s'y trouvant). De plus, dans les HMXB jeunes avec étoiles à neutron, le fort champ magnétique propre de l'objet compact pourra empêcher la formation d'un disque d'accrétion en deçà d'une centaine de rayons de Schwarzschild¹³.

Évidemment, la dichotomie LMXB/HMXB n'est pas si franche et le lecteur pourra à juste titre s'interroger sur l'existence de binaires X de masse intermédiaire. Si on en observe que très peu, c'est en grande partie à cause d'un effet de sélection, ces dernières cumulant 2 handicaps propres aux LMXB et aux HMXB : la masse du compagnon n'est alors pas assez grande pour produire un fort vent stellaire comme dans les HMXB (et donc la luminosité X en sera d'autant plus affectée) et dans le cas où l'étoile compagnon remplirait son lobe de Roche, le rapport des masses M_2/M_1 étant plus fort, le transfert de masse le sera d'autant et la durée de vie d'un tel système sera donc très court. On peut ainsi recenser 2 IMXRB : Her X-1 et Cyg X-2¹⁴.

3. Comportement radiatif des binaires-X

§ 6. Profil de température, spectre et luminosité

Au sein du disque d'accrétion, comme la rotation est plus forte au centre et donc le cisaillement aussi, le chauffage va être plus fort dans les anneaux internes du disque que dans les régions externes. Le disque étant en outre optiquement épais et si on suppose que l'on est à l'équilibre thermodynamique local, chaque anneau va donc se comporter comme un corps noir. Les anneaux internes étant aussi de plus petite taille la température va décroître et adopter le profil suivant¹⁵ :

$$(6.12) \quad T(r) = T(R_o) \left(\frac{r}{R_o}\right)^{-3/4},$$

avec $T(R_o) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi R_o^3\sigma}\right)^{1/4}$, R_o étant le bord interne du disque et σ la constante de Stefan. Le spectre émis sera donc l'addition de plusieurs spectres de corps noirs ayant des températures comprises entre $T(R_o)$ et $T_{externe}$, c'est le *disque multicolore*, ou MCD (cf Mitsuda *et al.* 1984).

§ 6.1. Limites du disque multicolore

Il est cependant important de noter que dans les régions les plus internes du disque, donc les plus chaudes, le spectre émergent est affecté par la comptonisation avec les électrons et la température observée T_{obs} est donc plus chaude que celle effective T_{eff} . On aura ainsi un durcissement du spectre dont on mesure l'intensité par le facteur de durcissement $f = T_{obs}/T_{eff}$. Celui-ci est évalué à 1.5 pour les objets X éruptifs (en anglais "X ray bursters", cf Ebisawa *et al.* 1994) et peut atteindre des valeurs de 1.7 à 1.9 pour les candidats trous noirs, cf Shimura & Takahara 1995. On

¹²*force* est ici à prendre au sens "marin" du terme : il s'agit de la vitesse.

¹³Dans les zones proches de l'étoile à neutrons, la pression magnétique compense alors l'accrétion vers l'objet central

¹⁴Même si pour Cyg X-2, la masse de l'étoile compagnon est estimée à moins d'une M_\odot , il semble qu'à l'origine elle faisait 3 à 4 M_\odot , cf par exemple Podsiadlowski & Rappaport (2000).

¹⁵On réalise ce calcul en égalisant les termes de chauffage Q^+ et de dissipation par rayonnement dans chaque anneau $Q^- \propto T^4$

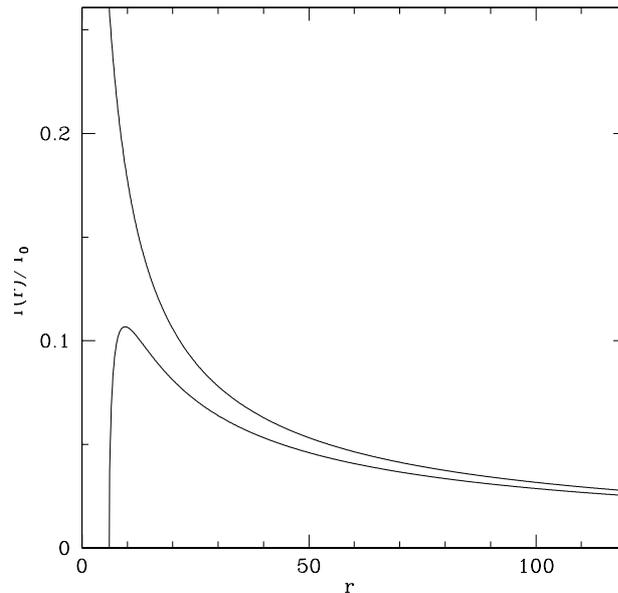


Fig. 4. Profil radial de température dans un disque optiquement épais. *Courbe inférieure* : on tient compte de l'annulation du couple visqueux au bord interne du disque. *Courbe supérieure* : Modèle de disque multicouleur (Mitsuda *et al.* 1984) $T(r) \propto r^{-3/4}$. Figure tirée de Gierliński *et al.* (1999).

pourra noter enfin que le modèle de MCD ne tient pas compte du fait que le couple de dissipation visqueux doit s'annuler en arrivant vers le bord interne du disque (puisque dans ce cas-là le disque disparaît), problème qui a été étudié par Gierliński *et al.* (1999).

Il convient cependant de signaler que ce modèle n'est en outre pas du tout adapté à la description de la partie haute énergie du spectre qui nous intéressera plus particulièrement dans cet ouvrage. En effet, les observations montrent qu'au dessus de quelques keV, le spectre des binaires-X est dominé par un comportement en loi de puissance avec parfois une coupure exponentielle à haute énergie (de quelques dizaines à quelques centaines de keV). On attribue généralement ce rayonnement à la comptonisation de photons mous (par exemple ceux produit par le MCD, mais ils peuvent tout aussi bien provenir d'autres sources : photons synchrotrons produits dans un jet magnétisé par exemple) sur un plasma thermique très chaud d'électrons et optiquement mince. Par analogie avec la physique solaire, on appelle ce plasma chaud une *couronne* (Shapiro *et al.* 1976 et Sunyaev & Titarchuk 1980), bien que ni la nature exacte (la géométrie notamment), ni les mécanismes responsables du chauffage à une telle température soit encore bien élucidés (voir par exemple Maccarone & Coppi 2003). Ainsi, par exemple en ce qui concerne sa géométrie, celle-ci peut être située soit dans la partie intérieure du disque, ou bien le recouvrir en partie. Elle peut tout aussi bien être quasi-sphérique, ou bien la signature de boucles magnétiques ancrées dans le disque. Enfin, on ne peut exclure en outre que celle-ci soit la base des jets que l'on observe dans le domaine radio, cf Markoff *et al.* (2001).

Enfin, en ce qui concerne la coupure à haute énergie du spectre elle est souvent interprétée, dans le cadre du modèle d'émission d'un plasma thermique chaud, comme liée à la queue de la maxwellienne des vitesses du plasma chaud considéré.

§ 7. Les principes de la comptonisation thermique

Je vais dans ce paragraphe rappeler les principes généraux gouvernant les mécanismes de la comptonisation thermique afin d'illustrer la physique sous-jacente aux spectres observés (et dont

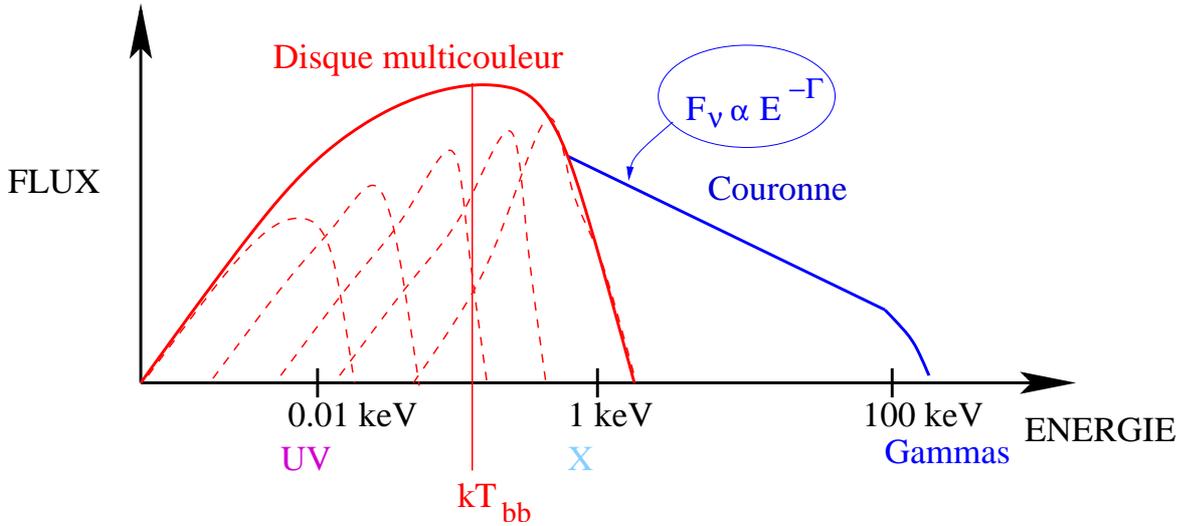


Fig. 5. Flux (unité arbitraire) en fonction de l'énergie E des photons arrivant sur le détecteur. On distinguera la composante *dure* en loi de puissance (en bleue, F_ν étant la densité de flux et Γ l'indice spectral en photon) qui domine à haute énergie, et en dessous de 1-2 keV environ la composante *molle*, en forme de corps noir (kT_{bb} est la température du bord interne du disque).

l'interprétation en semble parfois quelque peu éloignée!).

On sait que le gain d'énergie ΔE d'un photon d'énergie $E = h\nu$ sur un électron par effet Compton est, dans le référentiel de l'électron :

$$(7.13) \quad \frac{\Delta E}{E} = -\frac{E}{m_e c^2}.$$

On peut montrer ensuite, en régime non relativiste, que pour des photons interagissant non plus avec des électrons monoénergétiques mais avec un plasma thermalisé de température T_e représenté par une maxwellienne des vitesses, ce gain peut s'écrire :

$$(7.14) \quad \frac{\Delta E}{E} = -\frac{4 \times kT_e - E}{m_e c^2} \equiv A - 1,$$

où A sera par définition le facteur d'amplification¹⁶. On pourra constater dès lors que l'on obtient 2 régimes.

- Si $E > 4kT_e$, le photon va perdre son énergie au profit du gaz qui va se réchauffer.
- Au contraire, si $E < 4kT_e$, le photon va gagner de l'énergie au détriment du gaz qui va se refroidir.

Évidemment, pour des plasmas où l'épaisseur optique devient grande, on va avoir l'équilibre thermodynamique local qui va s'établir et autrement dit, après plusieurs diffusions, le champ de photons et le plasma vont acquérir la même énergie.

Pour une couronne, où la densité n'est pas assez grande pour thermaliser le champ de photon, on peut tout de même calculer le gain d'énergie moyen du photon dans le plasma exprimé par le paramètre Compton y . Celui-ci sera égal au gain d'énergie moyen du photon à chaque diffusion multiplié par le nombre moyen de diffusion. Ce dernier sera égal à $\max(\tau, \tau^2)$ et on obtient ainsi,

¹⁶La généralisation en régime relativiste de cette équation donne $A = 1 + 4kT_e \frac{K_3(1/kT_e)}{K_2(1/kT_e)} \simeq 4kT_e + 16(kT_e)^2$, mais on ne pourra alors pas directement utiliser cette expression pour calculer le paramètre Compton y puisqu'en régime relativiste il faudra aussi compter avec la section efficace qui chute à cause des effets Klein-Nishina.

toujours en régime non relativiste :

$$(7.15) \quad y = 4 \frac{kT_e}{m_e c^2} \max(\tau, \tau^2).$$

L'obtention des spectres à partir de ces conditions peut alors être résolue soit analytiquement, soit numériquement. Les solutions numériques sont souvent obtenues via des techniques Monte-Carlo¹⁷ dont nous nous sommes servis et que je détaillerai un peu plus dans la 3ème partie de ce manuscrit. En ce qui concerne les solutions analytiques, elles sont obtenues en résolvant l'équation de Kompaneets, ce qui se révèle assez fastidieux dans le cas général et qui plus est, est uniquement valable dans le cas non relativiste. Seuls des cas particuliers ont jusque là été investigués : par exemple, Sunyaev & Titarchuk (1980) obtiennent des solutions assez simples lorsque l'épaisseur optique τ est suffisamment grande et le spectre en énergie peut alors être exprimé par :

$$(7.16) \quad F(E) \propto E^{3-\Gamma}, \text{ lorsque } E \ll kT_e, \text{ et}$$

$$(7.17) \quad F(E) \propto E^3 e^{-E/kT_e}, \text{ lorsque } E \gg kT_e.$$

On peut alors faire le lien entre l'indice spectral Γ et le paramètre Compton y (Rybicki & Lightman 1979) :

$$(7.18) \quad \Gamma = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{4}{y}},$$

Cela donne ainsi, lorsque $y \simeq 1$ un indice spectral Γ de 2.

Diverses corrections (notamment relativistes, cf notamment Titarchuk 1994) ont ensuite été ajoutées pour rendre compte des observations mais il semble que c'est surtout la géométrie qui a un impact important sur l'allure des spectres observés, comme indiqué dans Beloborodov (1999) par exemple. Nous nous arrêterons à cette description générale pour inviter le lecteur à se référer à la littérature abondante s'il désire approfondir ce sujet, notamment pour la modélisation des spectres d'origine non thermiques (on pourra par exemple suivre Beloborodov 1999, et les références s'y trouvant).

4. Les états canoniques

Le modèle de base décrit ci-avant permet sûrement de décrire de manière assez grossière le comportement spectral des binaires-X (celui de la figure 5), mais en réalité, si on observe une source à un instant donné, il apparaîtra que celle-ci se retrouvera souvent dans un *état* bien spécifique. Mais que sont ces *états*?

Dans le cas qui nous intéresse, ce sont simplement *des motifs spectraux (ou temporels) qualitatifs observés de manière récurrente* dans une source donnée ou bien en comparaison avec d'autres sources, et dans une bande donnée (X, optique ou radio). Bien que d'apparence phénoménologique au premier abord, cette classification permet tout de même d'identifier des variations dans la physique gouvernant ces objets dans la mesure où la variabilité temporelle et les propriétés spectrales semblent intimement corrélées. Mais par souci de clarté pour le lecteur, je m'attacherai dans ce paragraphe à décrire les principaux *états* surtout en me référant au comportement spectral dans le domaine X, gammas mous, en n'abordant que très brièvement la description temporelle (que nous reprendrons au chapitre concernant la variabilité) et uniquement quand elle est strictement nécessaire à la description d'un état (par exemple pour l'état à *loi de puissance très inclinée* ou SPL). Nous ferons de même quant aux caractéristiques radios.

¹⁷mais pas tout le temps, cf par exemple Coppi (1999, 1992) pour un exemple de code simulant le spectre émergent d'un plasma composé d'une composante thermique et une autre non-thermique.

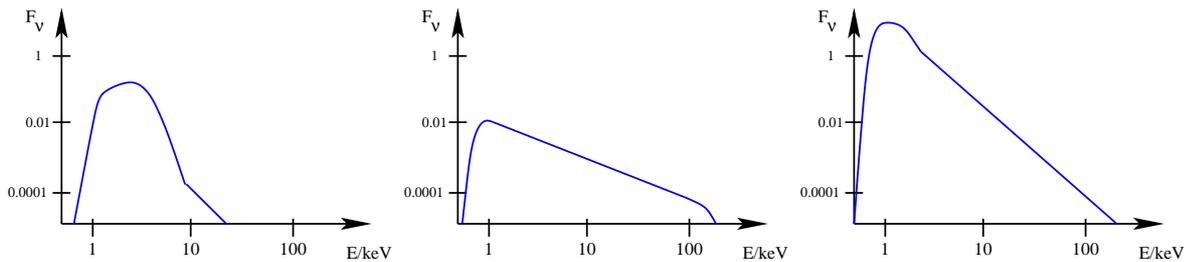


Fig. 6. Spectres typiques liés aux 3 états canoniques de référence en dehors de la quiescence : à gauche, l'état à dominante thermique (TD), au milieu l'état dur et à droite l'état à loi de puissance inclinée (SPL). La coupure à basse énergie dans les 3 états est lié à l'absorption par effet photoélectrique des rayons X mous et ultra-violet par l'hydrogène interstellaire, cf Morrison & McCammon (1983).

§ 8. Binaires à trou noir

Historiquement, cette classification s'est faite en utilisant à la fois l'allure du spectre et la luminosité X comme seules variables d'identification. Cependant, ayant observé que des sources telles que GRS 1124-68 et XTE J1550-564 présentaient une composante *dure* dominante à la fois dans des états de forte et faible luminosité, McClintock & Remillard (2003) suggèrent d'abandonner la luminosité (sauf pour l'état de quiescence) comme critère pour ne se concentrer que sur des motifs spectraux, temporels ou radios. On peut alors identifier 4 états canoniques (les définitions que l'on retiendra pour chaque état seront écrites en *italique*) :

- L'état dit de **quiescence (QS)** est celui où les sources de type transitoire peuvent rester assoupies pendant de longues périodes entre chaque éruption et qui peut être résumé par *une luminosité extrêmement basse* (inférieure à 1% de L_{Edd}), *avec un spectre où la composante dure domine* (l'indice spectral Γ en photon qui représente la pente de la loi de puissance est compris entre 1.5 et 2.1) *et la composante thermique inexistante*. À titre d'exemple, A0620-00 a été la première nova X à courte période observée en quiescence. Sa luminosité atteignait alors quelques $10^{30} \text{ erg.s}^{-1}$, ce qui représente à peine 10^{-8} de sa luminosité maximale (McClintock *et al.* 1995).
- L'état à **dominante thermique (TD)** ou **mou** (anciennement **haut et mous**, HS) est caractérisé par la domination de la composante thermique associée à l'émission des parties les plus internes du disque comme nous l'avons vu précédemment (§ 6.1). Dans ces états, la composante thermique domine en dessous de 10 keV (elle doit représenter *au moins 75% du flux du disque dans la gamme 2-20 keV* selon McClintock & Remillard (2003)) et à quelques exceptions près sa température atteint des valeurs comprises entre 0.7 et 1.5 keV. La composante en loi de puissance est faible (parfois en dessous du seuil de détectabilité) et très pentue ($\Gamma = 2.1 - 4.8$). *La variabilité à basse fréquence est faible*¹⁸ *et la source ne présente en général pas d'oscillations quasi-périodiques (QPO)*¹⁹.
- Dans l'état **dur associé à un jet radio** ou plus simplement état **dur** (anciennement **bas et dur**, LH) le spectre est dominé par la composante en loi de puissance. Ainsi, McClintock & Remillard (2003) suggèrent que *la composante en loi de puissance représente dans cet état plus de 80% du flux dans la gamme 2-20 keV, avec un indice en photon Γ compris entre*

¹⁸Plus précisément en dessous de 10 Hz la variabilité doit représenter moins de 7.5% de la variabilité totale, cf Remillard & McClintock (2006).

¹⁹cf chapitre 2 pour la définition des QPOs

1.5 (ou plutôt 1.4 selon Remillard & McClintock 2006) et 2.1 et la variabilité à basse fréquence (0.1-10Hz) est forte (de l'ordre de 10 à 30% de la variabilité totale). Pour compléter cette description, on pourra noter que le spectre montre en outre souvent une coupure haute énergie vers la centaine de keV. La composante thermique est soit invisible, du moins très faible avec des températures intérieures de disque de l'ordre de 0.1 keV. Dans certains cas (pour Cyg X-1 et GS 1354-64), le spectre présente une bosse large entre 20 et 100 keV interprétée comme la réflexion de la composante dure sur le disque (Di Salvo *et al.* 2001a). Enfin, en sus des données haute-énergie, il semble que l'émission radio soit fortement corrélée avec l'apparition de tels états et plus précisément liée à l'émission synchrotron par des jets compacts. En effet, selon McClintock & Remillard (2003, et les références s'y trouvant), plusieurs éléments permettent de faire la liaison entre état dur et émission de la part d'un jet compact : tout d'abord, des jets compacts et stables ont été résolus spatialement par le dispositif VLBI à la fois dans GRS 1915+105 (Dhawan *et al.* 2000) et dans Cyg X-1 (Stirling *et al.* 2001) alors qu'ils se trouvaient dans leur état dur. Surtout, plusieurs observations ont pu montrer une forte corrélation entre les intensités X et radio dans l'état dur, un spectre radio plat et parfois même une polarisation rectiligne partielle du flux radio, avec un angle de polarisation restant constant. (dans GX 339-4, Corbel *et al.* 2000, cf paragraphe 5). Enfin, de nombreux auteurs ont rapporté une rupture de l'émission radio lorsque la source transite de l'état dur vers l'état mou (voir par exemple Fender *et al.* 1999) ou même vers les états à loi de puissance inclinée.

- L'état à loi de puissance très inclinée ou SPL (anciennement état très intense ou VHS) est défini par la présence d'une composante en loi de puissance dans le spectre X avec un indice en photon Γ supérieur à 2.4 et en outre soit il existe des QPO basses fréquences dans la gamme 0.1-30 Hz et la composante en loi de puissance représente alors au moins 20% du flux total entre 2 et 20 keV ou soit, s'il n'y a pas détection de QPO, que la composante en loi de puissance représente plus de 50% du flux X dans la même gamme d'énergie. Il convient enfin de noter que l'émissivité du jet compact se trouve très souvent réduite (voir indétectable) dans cet état (voir par exemple Tomsick *et al.* 1999 pour le cas de GRO 1655-40).

À ces 4 états canoniques, on peut en ajouter un cinquième, l'état intermédiaire. Celui-ci sera adopté dès lors que l'on rencontre un état qui semble partager une ou plusieurs des caractéristiques recensées ci-avant, et qui sont l'apanage d'états différents. Par exemple GX 339-4 peut présenter à la fois les caractéristiques spectrales de l'état à dominante thermique et les caractéristiques temporelles de l'état dur (forte variabilité à basse fréquence), cf Mendez & van der Klis (1997). Signalons enfin que certains objets rentrent évidemment assez mal dans les cases précédemment décrites et l'exemple le plus flagrant en est le microquasar GRS 1915+105 : en effet, cette source exhibe des caractéristiques spectrales ou temporelles étranges et complexe, ce qui ne permet pas de la classer en terme d'état "dur" ou à "dominante thermique" (Belloni *et al.* 2000). Il ressemble a priori en beaucoup de points à l'état à loi de puissance inclinée, mais les nombreux changements erratiques entre un état de base plutôt dur (état "C" de Belloni 2001) et deux états plus mous (états "A" et "B" du même auteur), ont suffi à la classer comme atypique.

§ 9. États des étoiles à neutrons à champ magnétique faible

§ 9.1. Des atolls et des Z

La classification en différents états des binaires ayant pour objet primaire une étoile à neutrons se révèle plus délicate que celle des trous noirs dans la mesure où les différentes caractéristiques spectrales seront beaucoup plus subtils à saisir : les étoiles à neutrons pourront ainsi présenter une composante en émission en plus par rapport aux trous noirs, celle de la surface de l'étoile.

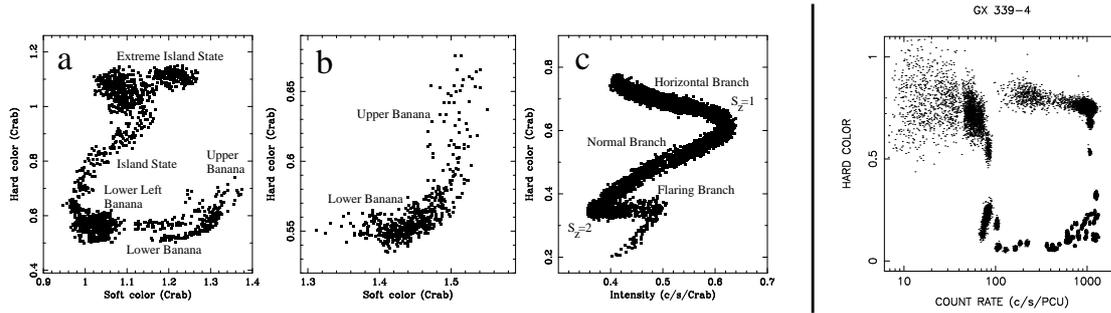


Fig. 7. Allure des diagrammes couleur-couleur (CD) et intensité-couleur (HID) pour des binaires avec étoiles à neutrons (3 graphiques de gauche) tiré de van der Klis (2004) et à trou noir (à droite). (a) CD de la source atoll 4U 1608-52. (b) GX 9+1. (c) HID de la source Z GX 340+0 et enfin à droite GX 339-4, binaire à trou noir. Sont indiquées en outre les branches caractéristiques dans lesquelles transitent les sources. On remarquera l'évolution plus complexe des binaires à étoile à neutrons que les binaires à trou noir. Adapté de van der Klis (2004).

Je n'aborderai pas en détail toutes les facettes de ces objets, travail qui demande une étude bien plus approfondie et sort du cadre de ce manuscrit. Je me contenterai donc dans ce paragraphe de décrire les principales caractéristiques de ces objets. En outre, l'étude des objets présentant des champs magnétiques en surface intenses ($\geq 10^{12}$ G) et relevant donc de mécanismes d'émission à haute énergie tout à fait différent sera aussi hors de propos (mis à part la détection de pulsations dans certains de ces objets comme nous le verrons au chapitre 8) car nous nous intéressons en priorité à investiguer les signatures observationnelles d'objet dont l'émission est dominée par la gravité via l'accrétion.

Considérant donc des objets à champ magnétique faible (qui se trouvent être principalement des binaires X de faible masse), on peut distinguer 2 grandes sous-classes : les sources Z et les sources en *atoll*. D'où leur proviennent ces noms? En fait, ils résultent de la méthode que l'on a adopté pour les classer : ces dénominations sont le reflet de la forme que prennent ces sources dans un *diagramme couleur-couleur* (CD) ou dans un *diagramme intensité-dureté* (HID) ou *couleur-intensité* et dont l'illustration se trouve sur la figure 7. L'évaluation de la couleur d'un objet est faite en faisant le rapport du taux de comptage sur le détecteur entre 2 bandes d'énergies différentes²⁰. Une couleur sera dite *dure* (respectivement *molle*) si ce rapport est calculé dans des bandes d'énergie élevées (resp *basse*). La couleur donne donc une idée brute de l'état spectral de la source (dur ou mou) au moment de l'observation. Ces sources occupent à un moment donné une branche où des états dans lesquels ils peuvent rester plus ou moins longtemps (par exemple pour les sources en atoll, l'état *île* peut être occupé sur des échelles de temps allant de l'heure à plusieurs jours) et évoluent sur chacun des diagrammes de manière progressive en ne faisant jamais de "saut" entre les différentes branches.

Cependant, il est aussi intéressant de noter que la distinction stricte entre source en atoll et de type Z n'est pas forcément évidente. Ainsi, Barret & Olive (2002) ont montré sur la source 4U 1705-44 qu'une source en atoll pouvait tout à fait être aussi qualifiée de source de type Z, pourvu que la durée sur laquelle ont été réalisées les différentes observations soient suffisamment grande. L'analyse d'un échantillon de 12 sources (9 atolls et 3 Z) conduite par Munro *et al.* (2002) a abouti à une conclusion similaire. Cependant, il semble tout de même que les sources en atoll se distinguent des Z en ce qu'elles décrivent des chemins sur les diagrammes CD ou HID sur une plus large gamme d'intensité, sur des échelles de temps plus longues et enfin qu'elles semblent

²⁰La valeur numérique de cette couleur peut donc varier pour une même source observée, au même instant et dans la même bande d'énergie, entre 2 instruments n'ayant pas la même matrice de réponse.

présenter un spectre beaucoup plus dur dans les états de faible luminosité. Je dresserai plus longuement au chapitre 2 un tableau concernant leur variabilité respective.

§ 9.2. Ajustement des spectres

Les modèles disponibles pour décrire les spectres X observés sont au nombre de 2 : le modèle *oriental* (Mitsuda *et al.* 1984) et le modèle *occidental* (White *et al.* 1986). Tous les 2 sont toujours basés sur une composante molle liée à l'émission d'un ou plusieurs corps noir et d'une composante dure liée à la comptonisation de photons mous sur un plasma chaud. La différence réside dans leur localisation : dans le modèle oriental, le rayonnement du disque contribue à la majeure partie de l'émission molle via un MCD et la partie dure est liée à l'émission de la couche limite proche de l'étoile à neutrons via un corps noir très chaud comptonisé. Dans le modèle occidental, c'est l'inverse et les photons mous proviennent alors de la couche limite de l'étoile considérée comme optiquement épaisse, comptonisés par les parties les plus internes et les plus chaudes du disque. Ces 2 modèles ajustent bien les spectres observés de manière plus ou moins équivalentes en dessous de 20 keV, même si au contraire des binaires à trou noir, les changements dans les spectres sont en général assez peu prononcés²¹.

Au dessus de 20 keV, seules des sources en atoll ont été observées avec une émission haute énergie significative (i.e, dont la queue au dessus de 20 keV contribue pour plus de la moitié du flux) : on parle alors de spectre dur. Et de la même manière que les spectres en dessous de 20 keV sont ajustés par 2 composantes (corps noir et gaz chaud comptonisé), les spectres durs sont ajustés de la même manière. Seuls changent les paramètres de l'ajustement : l'épaisseur optique est alors de l'ordre de 2 ou 3 et la température kT_e des électrons chauds est de quelques dizaines de keV, ce qui correspond à une coupure vers 60 ou 80 keV du spectre. Ces températures étant plus basses que celles obtenues par les ajustements de spectre des binaires à trou noir (par exemple de l'ordre de 100 keV pour Cyg X-1, cf Di Salvo *et al.* 2001a) plusieurs auteurs (Zdziarski *et al.* 1998; Barret *et al.* 2000) ont suggéré de prendre comme critère spectral la température des électrons T_e pour différencier les binaires à trous noirs des binaires à étoile à neutrons lorsque la composante dure domine. Cette plus basse température des électrons chauds pour les étoiles à neutrons seraient alors interprétée comme un effet de thermostat de la part de la surface de l'étoile sur la zone comptonisée (Kluźniak 1993).

Cependant quelques sources en atoll (et même Z) présentent tout de même un spectre qui s'étend jusqu'à près de 200 keV avec aucune coupure clairement identifiable (Di Salvo & Stella 2002). C'est l'équivalent de l'état dur pour les binaires à trous noirs et on le nomme donc de la même manière. Le phénomène inverse (i.e la présence d'une coupure haute-énergie en dessous de 100 keV dans les binaires-X à trou noir) a aussi été observé dans XTE 1550-564 (Rodriguez *et al.* 2003). Ainsi, on ne pourra utiliser ce critère pour différencier les étoiles à neutrons des trous noirs qu'en appui d'autres éléments observationnels.

5. Des binaires-X avec des jets relativistes : les microquasars

Nous l'avons déjà mentionné dans le paragraphe décrivant les états des binaires-X à trou noir, une des caractéristiques de l'état dur dans ces objets semble être la présence quasi permanente d'un jet compact dont la signature se retrouve dans les données radios (on retrouvera aussi ce comportement dans les états "plateaux" de GRS 1915+105 ainsi que dans les sources en atoll). Historiquement, ces structures longues et fines que l'on a observées dans les premières données interférométriques ont montré qu'à un de leur bout était quasiment toujours associé un noyau actif de galaxie (NAG ou AGN en anglais). L'émission radio des quasars a ainsi été supposée

²¹Voir cependant un bon contre-exemple comme 4U 1705-44 dans Barret (2001)

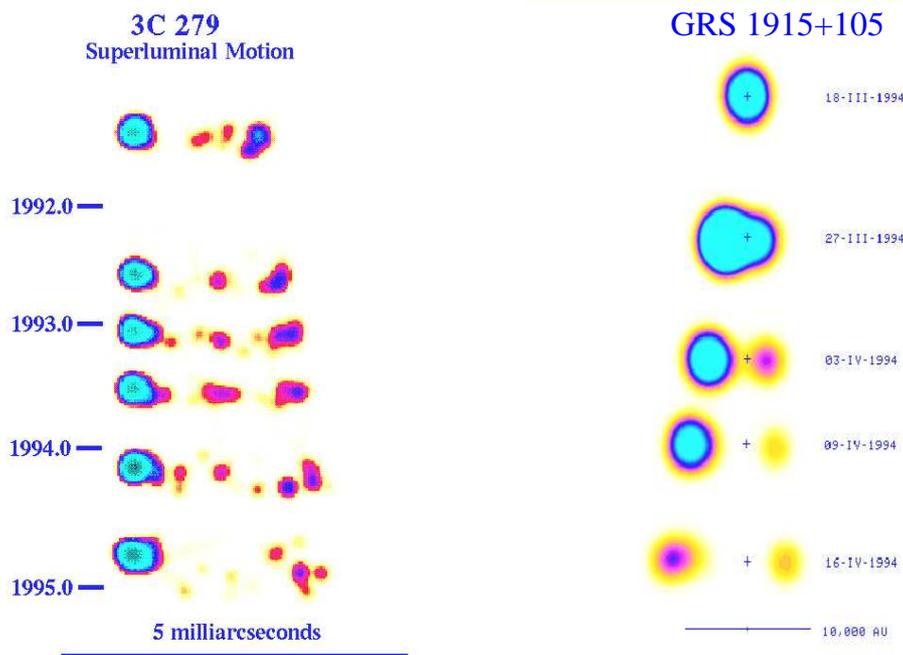


Fig. 8. Comparaison entre les éjections discrètes observées dans 2 objets d'échelles différentes à des échelles de temps différentes : à gauche, les jets reconstitués par le réseau interférométrique VLBI à un an d'intervalle du quasar 3C 279 (22 GHz). À droite, images VLA de GRS 1915+105, prises entre le 18 Mars et le 16 avril 1994 (8.6 GHz). Le trait inférieur représente environ 0.8". Figure adaptée de Mirabel (2004).

provenir de l'éjection de bulles de plasma relativistes rayonnant par effet synchrotron sur les électrons et dès 1966, Rees en a déduit que pour des angles d'observation faibles par rapport à la direction de ce flot, ces bulles pouvaient, en apparence, se déplacer sur le fond du ciel à des vitesses supérieures à la vitesse de la lumière ou *superluminique* (Rees 1966).

Très rapidement s'est alors imposée l'idée selon laquelle de tels gigantesques flots de matières extrêmement énergétiques devaient être intimement liés aux processus d'accrétion autour d'objets relativistes. Pourtant, il a fallu quasiment attendre les années 90 pour que l'on imagine et observe la présence de tels phénomènes à l'échelle plus réduite de notre galaxie dans les binaires X. Ainsi, même si des contreparties radios furent associées très tôt aux sources galactiques les plus brillantes (par exemple avec Sco X-1 dans Hjellming & Wade (1971b) et Cyg X-1 dans Hjellming & Wade (1971a)), la découverte de mouvements superluminiques dans GRS 1915+105 (cf Mirabel & Rodriguez 1994 et la figure 8) a clairement démontré le phénomène physique très énergétique sous-jacent. À ce jour, on dénombre 43 binaires X émettant en radio (REXB), dont 8 HMXB qui présentent en général une émission radio persistante et 35 LMXB qui se révèlent être souvent des sources radio transitoires (Ribó 2005). On donne le nom de *microquasars* aux REXB présentant des jets relativistes et pouvant être imagés à différentes échelles angulaires et avec différents interféromètres.

Le nombre de microquasars observés jusqu'à présent et répondant à cette définition s'élève alors à 16 (Ribó 2005, et les références s'y trouvant), cependant 4 seulement présentent un caractère relativiste prononcé : GRS 1915+105 (Mirabel & Rodriguez 1994), GRO J1655-40 (Tingay *et al.* 1995) (mais voir cependant Foellmi *et al.* 2006 : il semble que la valeur de la distance soit surestimée, ce qui aurait un impact direct sur le caractère "superluminique" des éjections), XTE 1748-288

(Hjellming *et al.* 1998), et enfin XTE J1550-564 (Hannikainen *et al.* 2001). Alors que l'émission compacte semble, on l'a dit, fortement corrélée à l'état dur, il semble en revanche que les jets étendus (filaments ou bulles discrètes) soient liés à la transition entre deux états (cf Mirabel *et al.* 1998). Notons tout de même que certains auteurs (Fender 2003a notamment) propose que toutes les REXB seraient en fait des microquasars et pourraient alors être identifiées comme telles si la sensibilité, la résolution ou la durée des observations étaient suffisantes.

Suivant le même raisonnement, nous allons brièvement présenter les différentes caractéristiques de ces objets (microquasars ou XRB présentant des jets compacts) pour ensuite examiner les différents modèles censés expliquer ces principales observables. Je prierais le lecteur de se référer à Fender (2003a) pour de plus amples explications concernant les jets dans les binaires-X.

§ 10. Propriétés physiques des jets

Commençons donc ce paragraphe par les caractéristiques observationnelles directes de ces objets : comme l'émission radio relevée montre une forte température de brillance, un spectre non thermique et un degré de polarisation (rectiligne et parfois circulaire) parfois conséquent, on l'a interprétée comme le résultat d'un effet synchrotron, qui se produit lorsqu'une particule chargée est accélérée en présence d'un champ magnétique. La puissance perdue par effet synchrotron en rayonnement étant proportionnelle à l'inverse de la masse au carré de la particule (voir par exemple Longair 1994 pour une analyse approfondie du processus)²², seuls les électrons contribuent de façon significative à l'émission. Si la fonction de distribution des électrons au sein du jet suit une loi de puissance de la forme $N(E)dE \propto E^{-p}dE$, on observera, dans sa partie optiquement mince, un spectre en loi de puissance avec un indice spectral α tel que $S_\nu \propto \nu^\alpha$. Dans ce cas là, on peut montrer que $p = 1 - 2\alpha$ et donc l'observation d'un spectre synchrotron permet de prédire directement la distribution des électrons au sein du plasma éjecté. On observe ainsi dans les binaires-X $-0.4 \geq \alpha \geq -0.8$, ce qui donne $1.8 \leq p \leq 2.6$, des valeurs équivalentes à celles que l'on trouve pour les AGN et consistantes avec une distribution d'électrons résultant de l'accélération via un choc (Longair 1994 par exemple). Certains objets (Cyg X-1, mais aussi GRS 1915+105) montrent cependant dans leur état dur un spectre "plat" ou "inversé" (i.e $\alpha \geq 0$) avec un jet compact, ce que Fender (2001) interprète comme la signature d'une émission synchrotron par un jet optiquement épais : la forme plate proviendrait de l'ajout de différents spectres synchrotrons dont les maxima sont échelonnés (on pourra faire l'analogie avec un MCD).

Concernant les ordres de grandeur des énergies mis en jeu et des paramètres (champ magnétique, facteur de Lorentz des électrons), Longair (1994) nous donne l'énergie minimale associée à un plasma de volume V émettant monochromatiquement à la fréquence ν par effet synchrotron. De cette énergie il tire le champ magnétique d'équipartition $B_{eq} \propto S_\nu^{2/7} d^{4/7} \Delta t^{-6/7} \nu^{1/7}$, qui peut être aisément déterminé dans une observation moyennant une estimation correcte de la distance d (Δt est le temps typique d'un évènement, par exemple le temps de montée du flux radio dans le cas d'une éruption.). De la même façon, on peut obtenir le facteur de Lorentz des électrons $\gamma_e \propto \nu^{1/2} B^{-1/2}$. Fender (2003a) donne l'exemple de Cyg X-3 dans lequel on obtient une valeur de champ magnétique B de l'ordre de 0.5 Gauss et un facteur de Lorentz de 150. Cependant ces estimations ne sont valables que dans le référentiel comobile et dans le cas où le jet présente un déplacement d'ensemble relativiste, il conviendra de changer ces estimations en prenant en compte l'énergie cinétique totale du jet.

²²Longair (1994), eq. 18.1, donne ainsi que $-\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{q^4 B^2}{6\pi\epsilon_0 c m^2} \frac{v^2}{c^2} \gamma^2 \sin^2 \theta$, avec q la charge de la particule, B le champ magnétique, m la masse de la particule, v la vitesse de l'électron, γ son facteur de Lorentz, et θ l'angle entre la direction de la particule et celle du champ magnétique.

Enfin, les éjections superluminiques observées permettent théoriquement d'évaluer la vitesse intrinsèque $\beta_{int} = v_{int}/c$ ainsi que l'angle θ du flot par rapport à la ligne de visée puisque :

$$(10.19) \quad \beta_{int} \cos \theta = \frac{\mu_{app} - \mu_{lo}}{\mu_{app} + \mu_{lo}}$$

où μ_{app} (respectivement μ_{lo}) est le mouvement propre de la composante s'approchant (respectivement, s'éloignant) de l'observateur. La dégénérescence sur la valeur de β_{int} et θ calculé via 10.19 est alors levée par :

$$(10.20) \quad \tan \theta = \frac{2d}{c} \frac{\mu_{app}\mu_{lo}}{\mu_{app} - \mu_{lo}}.$$

De cette manière, on devrait pouvoir calculer aisément les paramètres cinématiques du jet pour chaque observation. Cependant, Fender (2003b,a) a montré qu'il était difficile de contraindre proprement ces valeurs (notamment leur limite supérieure) du fait de l'incertitude (même minime) sur la distance de l'objet, comme on peut l'observer pour GRO J1655-40 (Foellmi *et al.* 2006). Elle permet cependant une bonne estimation des bornes inférieures. On a obtenu ainsi des vitesses corrigées de $0.92c$ pour GRS 1915+105 (la vitesse de déplacement apparent sur le fond du ciel étant de $1.2c$).

§ 11. Des émissions X corrélées au flux radio; lien accrétion-éjection

La première corrélation entre le flux X et radio dans les états durs ou apparentés des binaires à trou noir a été trouvée par Hannikainen *et al.* (1998) dans GX 339-4 et a été suivie par d'autres observations simultanées de cette même source (cf Corbel & Fender 2002; Fender 2001 par exemple). En analysant les données d'une campagne multi-longueurs d'onde (MOST et ATCA pour la radio et BATSE pour les X) réalisée sur un peu moins d'une dizaine d'années, Corbel *et al.* (2000); Corbel & Fender (2002) établissent notamment que le flux radio L_{radio} y est corrélé au flux X L_X par une relation du type $L_{radio} \propto L_X^b$ avec $b \simeq 0.7$, et ce jusqu'à 20 keV et sur plusieurs ordres de magnitude. Fender (2003a) suggère même que cette relation empirique puisse être étendue à d'autres objets puisque Gallo *et al.* (2003) ont montré la compatibilité de cette corrélation sur un échantillon d'une dizaine de sources (cf figure 9).

6. Vers des modèles décrivant les états des binaires-X à trou noir?

§ 12. Les modèles de jets. Liens avec l'accrétion

Parlons un peu des modèles qui pourraient expliquer la formation de telles structures éjectantes au sein des binaires-X. Outre les modèles semi-empiriques permettant de rendre compte avec une bonne efficacité du lien entre la composante dure du spectre X et la composante radio (par exemple, Markoff *et al.* 2001), on peut remarquer que la physique sous-jacente a aussi été investiguée : cette initiative a ainsi débuté avec les travaux de Blandford & Payne (1982) où un flot est éjecté à partir d'un champ magnétique ancré dans le disque d'accrétion et pouvant produire des jets radios.

Nous inviterons le lecteur à se référer aux diverses améliorations qu'ont pu subir les modèles qui ont suivi (par exemple en consultant Livio *et al.* 2003 ou Lynden-Bell 2003 pour n'en citer que quelques-uns) et de leur succès, cependant la plupart ne prennent pas vraiment en compte la relation intime qui semble s'établir entre l'accrétion et l'éjection : dans ces modèles l'éjection est souvent une conséquence d'une structure d'accrétion déjà préétablie, et non un processus fondamental qui participe au phénomène d'accrétion. Ce problème de rétroaction de la structure du jet sur la physique du disque a été abordée par Ferreira & Pelletier (1993) dans ses grandes

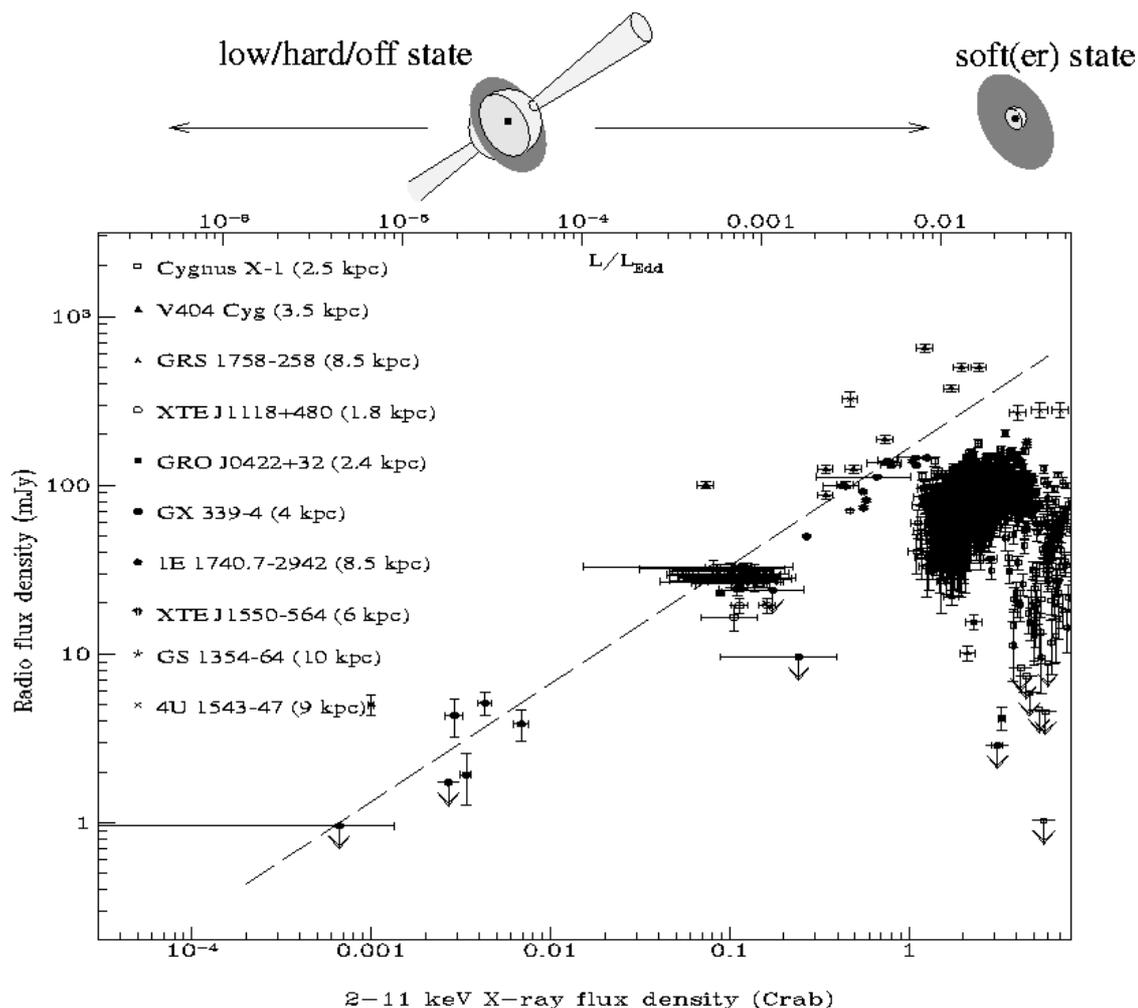


Fig. 9. Observations quasi-simultanées X et radio pour quelques binaires à trou noir (confirmées ou candidates), normalisées à une distance de 1 kpc. On pourra constater qu'en dessous d'une luminosité X de quelques Crab, la corrélation en loi de puissance semble bonne sur 4 ordres de grandeur. On observera aussi la tendance à la disparition du flux radio lorsque les luminosités X deviennent plus grandes (points à droite de la figure), signature de la transition vers l'état mou. Tiré de Fender (2003a); Gallo *et al.* (2003).

lignes en utilisant des solutions autosimilaires (Structure Magnétique d'Accrétion-Éjection ou SMAE) et de manière un peu différente par Tagger & Pellat (1999) avec l'AEI. Son application aux binaires-X est encore en cours de développement comme nous allons le voir au § 14 qui décrit brièvement ses principales caractéristiques.

Enfin, pour expliquer la formation et l'entretien des éjections discrètes observées, certains auteurs ont proposé des mécanismes d'accélération de type radiatif dont le plus célèbre est la "fusée Compton" de Odell (1981). Même si ce mécanisme perd de son efficacité lorsque le flot devient relativiste et ne permet pas d'atteindre à priori les facteurs de Lorentz observés (jusqu'à $\Gamma \sim 10$ dans les AGN), en revanche Henri & Pelletier (1991) ont montré que la présence d'un second fluide était susceptible d'entretenir l'accélération via un transfert d'énergie turbulente du deuxième vers le premier.

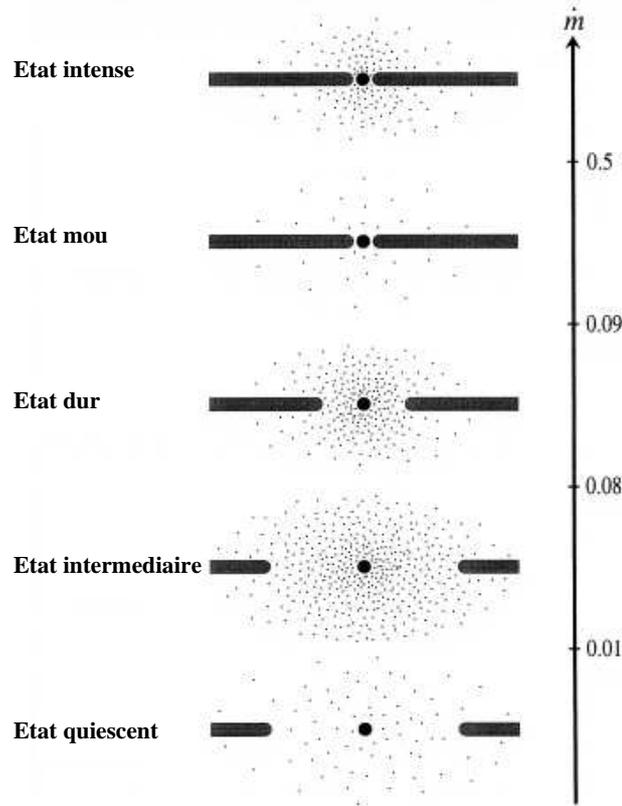


Fig. 10. Schéma qualitatif du flot d'accrétion dans les différents états spectraux en fonction du taux d'accrétion $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$. L'ADAF, à géométrie sphérique, est représenté par les pointillés tandis que le disque standard multicouleur et géométriquement mince est représenté par les barres horizontales. L'état intense est aussi représenté, bien que non expliqué par le modèle. Tiré de Esin *et al.* (1997).

§ 13. Les ADAF : une tentative de modélisation de la composante dure?

Le modèle de flots d'accrétion dominés par l'advection ou ADAF a été développé par Narayan & Yi (1994) pour modéliser l'émission X par des plasmas optiquement minces telle que la couronne dont j'ai fait mention auparavant. Dans ce modèle, l'énergie gravitationnelle dissipée par la viscosité turbulente est essentiellement stockée dans le gaz (par augmentation de son entropie selon Narayan & Yi (1994)) sans être rayonnée comme dans un disque standard optiquement épais. Le gaz chauffé est alors advecté vers l'objet central (ou l'horizon pour un trou noir) et seule une petite fraction de l'énergie du gaz est convertie en rayonnement avant de franchir l'horizon. Pour être plus précis, dans ce modèle les ions et les électrons n'ont pas la même température : la thermalisation des ions est bien plus lente que le temps de chute à cause du caractère très dilué du gaz. Cependant, les électrons ont pour leur part suffisamment de temps pour rayonner avant d'être advectés du fait de leur masse moindre. Le flot de matière y est alors quasiment sphérique. Ce modèle semble particulièrement adapté pour la description des états quiescents des binaires-X : en effet, l'efficacité radiative d'un ADAF étant très basse²³, il a permis notamment d'expliquer correctement la faiblesse relative de l'émission haute énergie des trous noirs par rapport aux étoiles à neutrons dans ces états là (du fait de la présence d'un horizon dans les trous noirs, cf par exemple Narayan *et al.* (1997)), mais aussi pour modéliser le spectre obtenu. Afin de modéliser les états de plus forte luminosité observés dans les binaires-X, Esin *et al.* (1997) ont tenté d'étendre ce modèle en utilisant à la fois un ADAF et un MCD dont on peut résumer le principe

²³de 0.1 à 1%, que l'on peut comparer aux 5.7% d'un disque d'accrétion s'étendant jusqu'à R_{LSO}

dans la figure 10. Le paramètre de contrôle gouvernant la transition entre les états est ainsi le taux d'accrétion rapporté au taux d'Eddington $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$.

Dans ce modèle hybride, les états de basse luminosité (à bas \dot{m}), évolue via la diminution du rayon interne du disque standard²⁴ (dans l'état dur, le rayon du bord interne du disque est alors de l'ordre d'une centaine de R_s) et va ainsi jusqu'à atteindre la dernière orbite stable pour l'état mou. Ce modèle a ainsi été appliqué avec un certain succès pour décrire les états quiescents comme nous l'avons vu précédemment, mais aussi pour décrire la transition entre états dans d'autres sources que la nova de la mouche tels que Cyg X-1 (transition état dur-état mou).

Pourtant, le modèle d'Esin *et al.* (1997) souffre de nombreuses limitations. En effet, il échoue tout d'abord dans la description de l'état très intense. Ensuite, ce modèle ne rend pas vraiment compte du comportement dynamique de la couronne (variabilité, oscillations quasi-périodiques) ni de l'émission radio, deux éléments qui semblent pourtant fondamentaux au regard des définitions que l'on a adoptées ci-avant : ainsi, il semble difficile de décrire les transitions entre états à l'aide d'un seul paramètre de contrôle comme \dot{m} au vu de la complexité des phénomènes mis en jeu (et même ce paramètre peut être remis en cause, cf Fender 2002). Belloni (2001) suggère à ce sujet que seule la composante molle est bien corrélée avec le taux d'accrétion tandis qu'il suppose que l'évolution de la composante dure doit être gouvernée par un autre paramètre inconnu (voir figure 8 de Belloni 2001).

Enfin, les ADAF sont basés sur des hypothèses parfois non évidentes (la supposition que le paramètre δ qui règle les échanges d'énergie entre électrons et protons est égal à 0 par exemple, cf la critique de cette hypothèse dans l'article non publié de Binney 2003) et surtout on a découvert une raie large de fluorescence du fer dans son état dur (Miller *et al.* 2004b,a), ce qui semble incompatible avec un ADAF, puisqu'alors la source de photons énergétiques servant à produire la raie du fer sur le disque standard se trouve très éloignée de ce dernier (cf la figure 10 : dans l'état dur, la zone occupée par l'ADAF ne permet pas au disque de s'approcher du trou noir).

§ 14. Un modèle d'accrétion-éjection?

§ 14.1. Vision générale

Je m'attache dans cette section à décrire dans ses grandes lignes le paradigme qui est en cours de développement dans notre équipe afin de pouvoir émettre des contraintes à l'aune des résultats que j'ai obtenus dans le cadre de mes recherches. Les premières briques ont été posées par la publication d'un article dans *Astron. & Astrophys.* (Ferreira *et al.* 2006). L'image générale est celle d'un ensemble arborant 4 composantes principales : on trouve ainsi loin de l'objet central un disque d'accrétion "standard" (noté par la suite *SAD* : *Standard Accretion Disque*), s'étendant jusqu'à un rayon interne r_j en deçà duquel vient se placer un disque magnétisé (le *JED* : *Jet Emitting Disk*) à l'origine d'un premier jet. Celui-ci, d'origine MHD est non ou peu relativiste et constitué de matière baryonique ordinaire. La quatrième et dernière composante est alors représentée, lorsque les conditions le permettent, par un faisceau d'électron-positron accéléré à des vitesses ultra-relativistes et auto-collimaté à l'intérieur du jet MHD (effet de fusée Compton). J'ai déjà abordé le fait que de nombreux auteurs s'accordaient à présent pour dire que le taux d'accrétion \dot{m} seul ne pouvait être invoqué pour décrire les transitions entre les états observés dans les binaires X à trou noir (Belloni 2001). Ferreira *et al.* (2006) reprennent cette idée tout en proposant un autre paramètre de contrôle, la magnétisation μ du disque. Cette dernière fixe par définition la limite r_j entre le JED et le SAD. C'est donc principalement en faisant varier la

²⁴effet directement lié à l'augmentation de l'efficacité du processus d'accrétion quand R diminue comme nous l'avons vu au début de ce chapitre

valeur de ce rayon de transition (donc de la magnétisation) que Ferreira *et al.* (2006) décrivent la transition entre les états “durs” et “mous” comme nous allons le voir.

§ 14.2. *Transitions entre états*

Ainsi, Ferreira *et al.* (2006) proposent avec ce paradigme une manière d’expliquer de façon relativement cohérente les 4 états canoniques recensés au § 8. Pour cela, identifions les paramètres de contrôles de ce modèle. Il se révèle qu’ils sont au nombre de 2 : la valeur du rayon de transition r_j (lié à la valeur du champ magnétique) et celle du taux d’accrétion \dot{m} . Ces 2 quantités doivent nécessairement être un peu liées du fait des observations : par exemple les effets d’hystérésis décrits pour les transitions entre les états par de nombreux auteurs (cf prochain chapitre figure 13, van der Klis 2004, Homan *et al.* 2001 ou Belloni *et al.* 2005) démontrent clairement ce lien sous-jacent. Cependant, les mécanismes gouvernant les rapports entre r_j et \dot{m} sont loin d’être triviaux puisqu’ils dépendent entre autre de la nature de la diffusivité magnétique à l’intérieur du disque, ainsi que de la distribution radiale du champ magnétique vertical (Ferreira *et al.* 2006). Ainsi, pour simplifier les auteurs ont considéré r_j et \dot{m} comme deux paramètres indépendants.

Une vision globale des états canoniques dans ce cadre est alors représentée sur la figure 11.

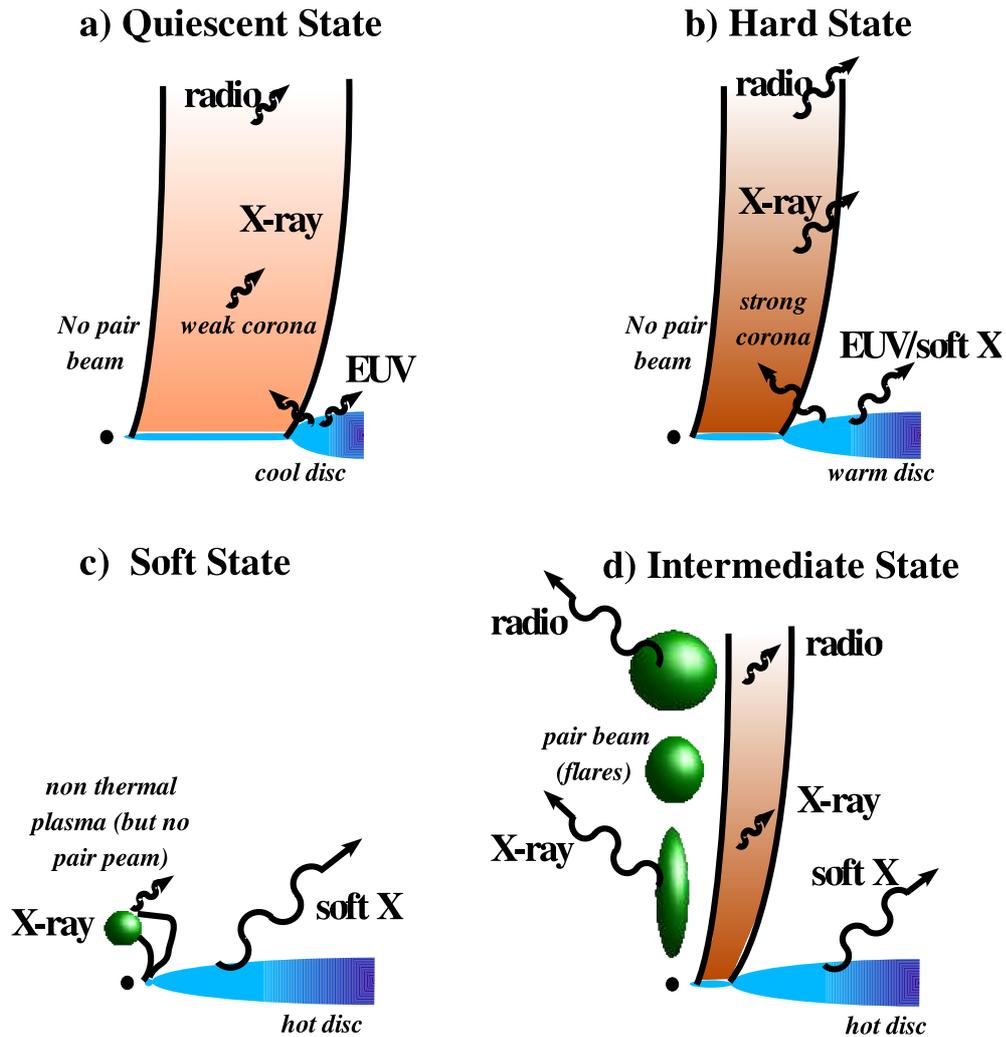


Fig. 11. Les 4 états canoniques des binaires X à trou noir dans le modèle de Ferreira *et al.* (2006) et leur évolution en fonction du taux d'accrétion \dot{m} et du rayon de transition r_j . **a** : état quiescent caractérisé par un bas \dot{m} et un grand r_j , la luminosité bolométrique est donc réduite et le spectre sera dur. Dans l'état dur (**b**), le rayon de transition se rapproche de r_i et \dot{m} est plus fort de plusieurs ordres de grandeur donnant naissance à une puissante couronne thermique qui domine alors le spectre. **c**, état mou. Ici, si \dot{m} est trop grand, on peut imaginer le cas où la condition d'équipartition ne sera plus satisfaite du fait d'un champ trop faible. Le jet MHD sera donc absent et l'éventuelle création de paires ne pourra pas être confinée et alimentée par ce dernier. **d** L'état intermédiaire, ou SPL semble quant à lui réunir les conditions pour former et accélérer un faisceau de paires relativistes (car $\tau_{\gamma\gamma} > 1$) par le jet MHD, pouvant donner des éjections sporadiques superluminiques. Le spectre présente alors une forte composante thermique tout comme une queue haute énergie liée à l'émission du faisceau de paire.

2

Variabilité intrinsèque des binaires-X

Plan du chapitre

1. Les moyens observationnels et les outils d'analyse	28
§ 15. <i>RXTE, une mission longue durée</i>	28
§ 16. <i>Analyse temporelle : spectres de puissance (PSD) et autres techniques</i>	28
§ 16.1. <i>L'analyse de Fourier discrète</i>	28
§ 16.2. <i>Autres techniques d'investigation</i>	30
2. Les observables : quelques échelles de temps	30
§ 17. <i>Les transitions entre états : des cycles d'hystérésis?</i>	30
§ 18. <i>Variabilité à haute résolution temporelle</i>	31
§ 18.3. <i>Spectres de puissance des XRB à trou noir</i>	32
§ 18.4. <i>Spectre de puissance des XRB à étoiles à neutrons</i>	32
§ 18.5. <i>Évolution des spectres de puissance au cours de la transition dur → SPL</i>	34
3. Des corrélations entre fréquences caractéristiques	34
4. Parlons modèles	34
§ 19. <i>Des recherches de fréquences caractéristiques</i>	35
§ 20. <i>Et le transfert radiatif dans tout ça?</i>	36
§ 20.6. <i>Lieu d'origine de la variabilité</i>	37

Nous allons aborder dans ce chapitre l'étude de la forte variabilité qui est l'apanage de la plupart des binaires-X et en constitue une de leurs facettes caractéristiques. En effet, sur les échelles de temps les plus longues, ces objets peuvent, on l'a vu au chapitre précédent, présenter des variations drastiques de leurs caractéristiques spectrales dans un temps relativement court. On passe ainsi d'un état canonique à un autre par une phase de transition.

Cependant, depuis l'avènement d'instruments performants tels que RXTE qui ont permis l'étude de ces objets à haute résolution temporelle, de nombreux phénomènes se produisant à l'intérieur de chacun de ces états et sur des échelles de temps allant de la milli jusqu'à la kilo-seconde ont été mis en évidence dans ces objets.

Cette forte variabilité est d'abord visible par la présence de structures périodiques ou quasi-périodiques (QPO) dans les signaux obtenus dont l'amplitude et la cohérence peuvent varier dans le temps d'un objet à l'autre, mais aussi d'une bande d'énergie à une autre. Nous allons voir aussi qu'il existe une composante aperiodique dont certaines caractéristiques semblent liées à celles des QPOs.

1. Les moyens observationnels et les outils d'analyse

Commençons donc cet exposé de l'étude de la variabilité des binaires X par les moyens sans lesquels aucune des caractéristiques que nous allons ensuite étudier n'auraient été mises en lumière : les instruments d'observations. En effet, dès le lancement des premières observations X et Gamma, la communauté s'est efforcée d'étudier le comportement temporel aussi bien que spectral des sources étudiées. Ainsi en est-il de l'émission de nombreux pulsars. La première structure quasi-périodique a ensuite été repérée dans les observations *Ginga* de GX5-1 (van der Klis *et al.* 1985 entre 20 et 40 Hz) mais c'est bien avec l'avènement de *RXTE* dans le milieu des années 90 qu'un bond en avant a été réalisé dans l'étude à haute résolution temporelle des sources hautes énergies. Nous proposons donc ainsi d'en décrire les principales caractéristiques.

§ 15. RXTE, une mission longue durée

Initialement conçue pour durer 5 ans, la mission *RXTE* a atteint vaillamment sa dixième année d'exploitation scientifique en Février 2006 et continue de révéler de précieuses informations sur des sources nouvellement découvertes (on pourra se référer pour cela aux nombreux *ATeL* publiés faisant état de l'utilisation de *RXTE*), mais aussi pour l'étude systématique et multi-longueur d'onde d'objets déjà bien observés. Sa charge utile se compose de 3 instruments :

- l'*ASM* (pour *All Sky Monitor*) qui vise à réaliser des courbes de lumière à grande échelle temporelle de toutes les régions du ciel dans la bande 1.5-12 keV. Il permet de caractériser rapidement (90 min) l'état spectral d'une source puisque 3 canaux d'énergie (1.2-3 keV, 3-5 keV et 5-12 keV) sont disponibles. On pourra se reporter à Levine *et al.* (1996) pour un descriptif détaillé de ses caractéristiques techniques et de son application à l'étude des 100 premières sources détectées parmi lesquelles le Crabe, Sco X-1 et Cyg X-1. Les courbes de lumière des principales sources X célestes sont d'ailleurs accessibles en ligne sur <http://xte.mit.edu/XTE/asmlc/ASM.html>.
- Le *PCA* (pour *Proportional Counter Array*) est réellement l'instrument maître de la mission du fait de son extrême sensibilité jusqu'ici inégalée dans la bande 2-60 keV. Il est constitué de 4 *PCU* (5 à l'origine, mais le *PCU* n°0 a été endommagé en Mai 2000 par une micrométéorite) donnant accès à une surface collectrice de près de 6500 cm^2 . Celle-ci permet alors d'atteindre une sensibilité de 0.1 mCrab et un bruit relativement réduit à un niveau d'environ 2 mCrab²⁵. La résolution temporelle limite de l'instrument est ainsi de 1 μs ce qui permet de l'utiliser pour sonder des variations du flux d'une source avec une extrême précision jusqu'à la milliseconde.
- *HEXTE* (pour *High Energy X-ray Timing Experiment*) permet quant à lui de couvrir la bande d'énergie la plus haute (15-250 keV). Il est constitué d'un total de $2 \times 4 = 8$ détecteurs "Phoswich" (NaI(Tl), CsI(Na)) dont la surface totale représente 1600 cm^2 .²⁶ Sa résolution temporelle est de 7.6 μs .

Un schéma représentatif de chaque instrument est ainsi visible sur la figure 12.

§ 16. Analyse temporelle : spectres de puissance (PSD) et autres techniques

§ 16.1. L'analyse de Fourier discrète

Le premier outil permettant l'analyse simple d'un signal est évidemment donné par les méthodes de type Fourier. En effet, soit L_k , $k \in \llbracket 0, N - 1 \rrbracket$ la courbe de lumière échantillonnée de manière

²⁵Ce bruit dépend cependant du vieillissement des *PCU* et des fichiers de mises à jours sont régulièrement renouvelés pour les corriger.

²⁶En réalité 1400 cm^2 à cause d'un défaut présent dans l'un des détecteurs enregistré après le lancement.

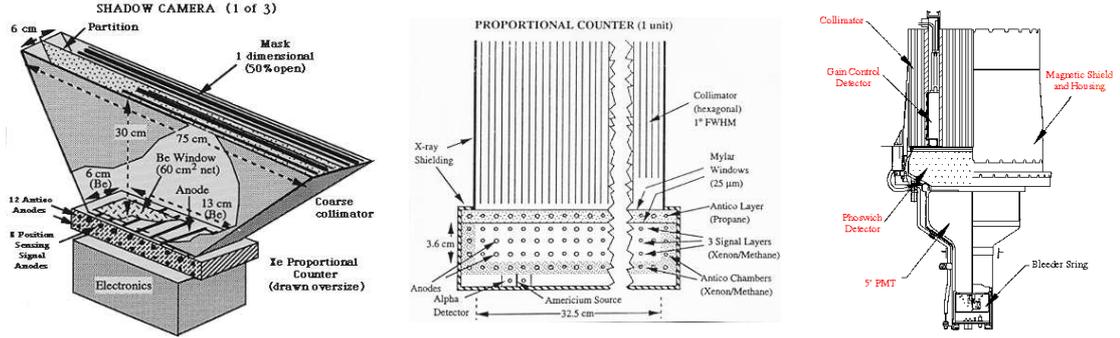


Fig. 12. À gauche : Schéma de principe d'une des trois caméras utilisées pour l'ASM. Deux de celles-ci sont montées perpendiculairement à la troisième et l'utilisation de la rotation intrinsèque du satellite autour de l'axe de visée permet la large couverture du ciel. Au centre : schéma d'un des 5 PCU de l'instrument PCA. Ceux-ci sont disposés en une seule rangée dans le satellite, observant la même région du ciel conjointement. À droite : Assemblage d'un détecteur "phoswich" à l'intérieur de HEXTE avec ses autres principaux composants. Les rayons X entrants interagissent par les cristaux de NaI tandis que le bruit de fond résultant de l'entrée de cosmiques est détecté à la fois par les cristaux de NaI et CsI, ce qui permet une évaluation de celui-ci.

égale et provenant d'un des instruments d'observation, si ΔT est la durée totale de l'observation, chaque échantillon situé à la date t_k aura une durée de $\delta t = \Delta T/N$.

L'application de la transformée de Fourier discrète à une pulsation ω_j sur ce signal permettra d'accéder alors à l'amplitude de la corrélation a_j dans l'hypothèse où le signal serait modulé périodiquement à cette même pulsation ω_j ainsi qu'à toute l'information contenue dans le signal L_k . En effet, avec les conventions usuelles de normalisation, on peut facilement obtenir une grandeur à partir de l'autre et vice-versa via les transformations suivantes :

$$(16.21) \quad a_j = \sum_{k=0}^{N-1} L_k e^{i\omega_j t_k}, \quad j \in \left[\left[-\frac{N}{2}, \frac{N}{2} - 1 \right] \right], \text{ et,}$$

$$(16.22) \quad L_k = \frac{1}{N} \sum_{j=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} a_j e^{-i\omega_j t_k}, \quad k \in [0, N-1].$$

Le choix des pulsations ω_j sera alors déterminé par la durée totale de l'observation ($\omega_j = 2\pi j/(\Delta T)$) et on obtient en outre par le théorème d'échantillonnage de Shannon-Nyquist la fréquence maximale à laquelle on peut décrire le signal sans effet d'aliasing. Le critère de Nyquist impose en effet que la fréquence choisie vérifie $|v_j| \leq N/(2\Delta T)$.

Pour obtenir la puissance du signal L_k dans l'espace des fréquences, on utilise en général la densité spectrale de puissance, plus communément appelé spectre de puissance (les acronymes PSD ou PDS étant aussi utilisés dans ce manuscrit) dont les valeurs P_j seront proportionnelles au module au carré des a_j pour chaque fréquence. On pourra prendre en particulier la normalisation de Leahy *et al.* (1983a) qui lie ces 2 coefficients par la relation :

$$(16.23) \quad P_j = 2 \frac{|a_j|^2}{L_{tot}},$$

où L_{tot} est la luminosité totale intégrée du signal (en nombre de coups).

Le théorème de Plancherel-Parseval permet évidemment de faire le lien entre la puissance totale $P \propto \sum |a_j|^2$ dans l'espace des fréquences et celle dans l'espace réel $(L_{tot})^2 \propto \sum |L_k|^2$. Avec la normalisation 16.23, Leahy *et al.* (1983a) démontrent que pour un bruit poissonnien la puissance moyenne du signal va être égale à 2 et la variance $Var(P_j)$ sur cette mesure de puissance est alors

:

$$(16.24) \quad \text{Var}(P_j) = 4\left(1 + \frac{1}{L_{tot}}\right),$$

qui, pour un grand nombre de photons, se réduit à 4 (l'écart type résultant sera donc lui aussi de 2). En règle générale, on renormalisera souvent les spectres de puissance en fonction du pourcentage de la rms ou “% rms” avec $\% \text{ rms} = \sqrt{\text{Var}(L_k)}/L_{tot}$, $\text{Var}(L_k)$ étant la variance associée à la courbe de lumière.

§ 16.2. *Autres techniques d'investigation*

Après avoir décrit succinctement le principe de l'analyse temporelle à l'aide des spectres de puissance, je tenais tout de même à mentionner dans ce manuscrit d'autres techniques visant à contraindre les modèles de façon plus restrictives et notamment celle basée sur l'évaluation des décalages ou “retards” entre les courbes de lumière provenant de différentes bandes d'énergie. Celle-ci permet en effet de remonter à l'information qui est perdue lorsqu'on réalise un spectre de puissance : celle de la phase du signal. Pour cela, on pourra se référer à Vaughan & Nowak (1997) qui fournissent une description très détaillée et approfondie de la technique à utiliser pour les calculer.

Ces méthodes sont basées sur le calcul des fonctions de corrélations croisées entre les signaux de deux bandes différentes qui donnent par normalisation dans l'espace de Fourier la mesure de la fonction de cohérence entre ces deux bandes. Cette dernière permet donc de mesurer le degré de corrélation entre les deux bandes. Il est important de noter que si ces méthodes d'analyse fournissent une information complémentaire, peu de modèles ont pour l'instant été confrontés avec succès avec les données analysées de cette manière (Vaughan & Nowak 1997). Je m'arrêterai ici pour la description de ces principes d'analyse dans la mesure où mon étude s'est surtout attachée à modéliser les PSD, ce qui relève, nous allons le voir, déjà de la gageure.

2. Les observables : quelques échelles de temps

§ 17. Les transitions entre états : des cycles d'hystérésis?

À très grandes échelles de temps, nous avons déjà mentionné le fait que les binaires-X transitoires (probablement à trou noir donc) présentent des états spectraux très différents lorsqu'ils entrent en éruption. Il semble en réalité que les transitions entre ces états ne soient pas aléatoires, commençant toujours par une phase de faible luminosité et dure, et suivant ensuite une trajectoire bien particulière dans les diagrammes intensité-couleur. Celle-ci forme souvent une boucle (cf figure 7 page 16). De par le caractère unidirectionnel pris par ce chemin (cf figure 13), on a peu à peu opté pour l'appellation d'“hystérésis” (Miyamoto *et al.* 1995). Ce comportement non linéaire à grande échelle n'ayant été observé pour l'instant que pour un nombre restreint de sources (mais emblématiques des binaires X à trou noir), il mérite ainsi une confirmation par de plus amples campagnes d'observation²⁷.

Nous noterons de plus que pour les binaires à étoiles à neutrons ce comportement particulier est diversement observé : si des indications d'hystérésis ont été repérées dans les sources en atoll dans l'état “island” (cf figure 7 pour la localisation d'un tel état), les sources de type Z comme l'état “banana” des sources en atoll ne semblent pas en présenter. Les échelles de temps caractéristiques associées aux transitions pour ces dernières s'échelonnent alors de l'heure jusqu'à la journée, tandis que pour l'état “island” les changements se produiront plus lentement, i.e de la journée jusqu'à la semaine.

²⁷GRS 1915+105 par exemple semble rester dans le coin supérieur gauche de la figure 13 en effectuant de petits cycles dans cette zone là.

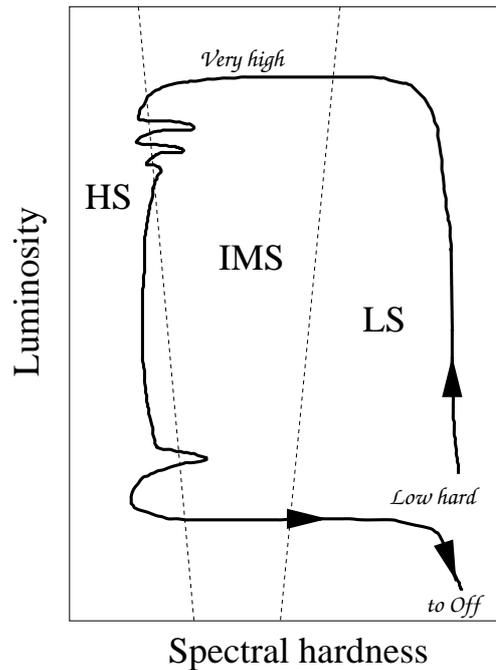


Fig. 13. Tracé schématique que semble suivre certaines binaires X caractéristiques (au moins GX 339-4 et XTE 1550-564 : on pourra se référer à la figure 7 de droite page 16 pour un exemple concret avec GX 339-4) dans un diagramme couleur-intensité : les principaux états définis au chapitre précédent sont représentés et le chemin suivi est souvent le même : partant de la quiescence ("Off"), la luminosité de l'objet va progressivement augmenter pour atteindre l'état dur (ancienne appellation LS). la transition vers l'état mou (HS) se fait alors via l'état à forte loi de puissance (IMS) de forte luminosité. La luminosité va alors progressivement diminuer sans jusqu'à revenir à la quiescence et le spectre se durcir (tout en passant éventuellement par un état intermédiaire de forte luminosité). Tiré de van der Klis (2004).

§ 18. Variabilité à haute résolution temporelle

Si on procède au tracé des spectres de puissance des binaires X dans chacun des états évoqués plus hauts, on pourra distinguer 3 composantes principales dont l'intensité varie selon l'état où la source se trouve. Je décris dans cette partie les différentes structures typiques observées dans les PSD en m'attachant à examiner en premier lieu le cas des binaires X à trou noir et ensuite celui des étoiles à neutrons. Mais je vais tout d'abord commencer par définir quelques termes utiles pour la suite de l'exposé :

- Par convention, on appellera Oscillations Quasi-Périodiques ou QPO tout pic ressortant du spectre de puissance dont le maximum se trouve à une fréquence ν_o non nulle et dont la largeur à mi hauteur λ vérifie l'inégalité $\nu_o/\lambda \equiv Q > 2$. Q est nommé le facteur de qualité par analogie avec celui tiré de la fonction de transfert d'un oscillateur harmonique amorti. Si la cohérence de ce pic est trop faible (i.e $Q < 2$), on parlera de bruit piqué ("peaked noise") à une fréquence ν_h (pour "hump", i.e bosse).
- On appellera bruit en loi de puissance une structure qui permet de décrire le spectre de puissance par une relation de type $P(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$. En pratique, α sera souvent compris entre 0 et 2. Si $\alpha = 0$ on parlera assez naturellement de "bruit blanc", pour $\alpha = 1$ de bruit en $1/f$ et quand $\alpha = 2$ de "bruit rouge".
- On appellera bruit à bande limitée ou BLN (en anglais "Band Limited Noise") une structure aperiodique qui s'étend depuis les basses fréquences jusqu'aux plus hautes avec une pente qui varie, souvent en commençant par un spectre de puissance de forme plate ($\alpha = 0$) jusqu'à une fréquence de coupure ν_b au delà de laquelle la pente s'accroît.

fortement (souvent en bruit rouge). Un ajustement de cette composante peut aussi être réalisé à l'aide de lorentziennes (Belloni *et al.* 2002).

Voyons à présent comment évolue le spectre de puissance en fonction des états des binaires X.

§ 18.1. *Spectres de puissance des XRB à trou noir*

Du fait du caractère très différent de l'allure des spectres de puissance des XRB en fonction de l'état étudié, McClintock & Remillard (2003) proposent que l'analyse du spectre de Fourier soit complémentaire de l'analyse spectrale pour caractériser les états canoniques. Grosso-modo, on pourra distinguer trois comportements typiques en fonction des 3 états canoniques principaux :

- Dans les états durs, le spectre de puissance présente tout d'abord une forte variabilité aperiodique qui peut atteindre près de 60% de la rms totale. Celle-ci est souvent présente dans les PSD via un BLN. La fréquence de coupure ν_b est alors située entre 0.1 et 10 Hz. On peut éventuellement constater la présence de QPOs de basses fréquences allant du mHz jusqu'à la dizaine de Hz. Au delà de la coupure ν_b , on peut constater éventuellement la présence d'un bruit piqué dans la gamme 10 – 100 Hz (pour les PSD de Cyg X-1 et GX 339-4 en tous cas).
- Dans les états mous au contraire, le spectre de puissance sera caractérisé par une très faible variabilité, équivalente ou parfois inférieure au bruit poissonnien (le bruit est souvent de type loi de puissance). L'absence de QPO semble être aussi une caractéristique de cet état.
- L'état intermédiaire (surtout l'état à forte loi de puissance) sera caractérisé pour sa part par une variabilité aperiodique située entre ces deux extrêmes (plutôt de type loi de puissance que BLN) avec la présence éventuelles de QPOs basses (QPO BF) mais aussi hautes fréquences (QPO HF). Ces derniers s'accompagnent alors souvent de leurs harmoniques, le fondamental semblant parfois curieusement absent (par exemple dans GRO J1655-40 seul le doublet [300, 450] Hz semble être observé, cf Remillard *et al.* 2002).

Ces caractéristiques générales peuvent être vérifiées sur quelques exemples tracés à la figure 14. On pourra noter enfin que les QPOs basses fréquences observés dans les états SPL peuvent présenter des retards positifs ou nuls entre leurs bandes d'énergie (on parle alors de QPOs de type A), mais plus souvent un retard (QPOs de type B et C) de phase de la modulation à plus haute énergie par rapport aux plus basses (cf Wijnands *et al.* 1999 pour le cas des QPOs de type A et B). Cette complication est de plus accentuée par le fait qu'on a en outre observé une alternance du signe du retard entre les différentes harmoniques du QPO (cf van der Klis 2004, paragraphe 2.10.2).

§ 18.2. *Spectre de puissance des XRB à étoiles à neutrons*

Pour les binaires à étoiles à neutrons, on a déjà dit que la caractérisation en états se révélait plus ardue. De manière générale, si dans certains états on peut trouver des correspondances avec ceux des binaires à trou noir (surtout avec les sources en atoll), il semble que les fréquences caractéristiques soient souvent décalées vers le haut pour les étoiles à neutrons d'un facteur allant de 1 à 10. La correspondance sera cependant toujours possible et on pourra pour cela se reporter à la figure 2.8 de van der Klis (2004) pour une comparaison des PSD.

De par cette difficulté de décrire les spectres de puissance état par état puisque chaque composante de la variabilité peut être partagée par plusieurs états différents, j'ai plutôt choisi de réaliser une description ordonnée par composantes caractéristiques visibles dans leur PSD. Un tableau récapitulatif est visible à la table 2.2 de van der Klis (2004).

- **À hautes fréquences.** La principale et remarquable composante est bien évidemment la présence de QPO kHz (van der Klis *et al.* 1996, par exemple), qui sont visibles dans quasiment

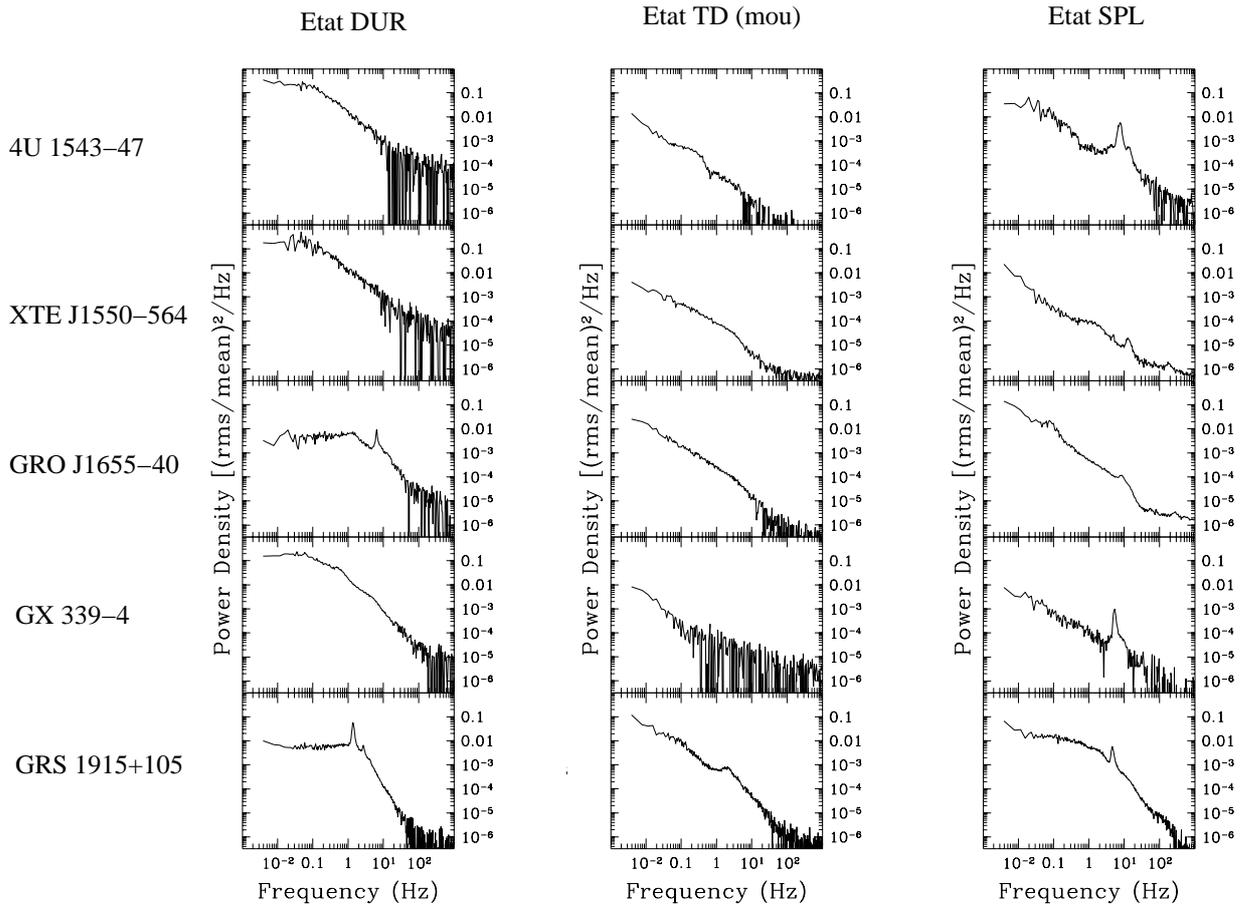


Fig. 14. PSD de quelques binaires-X à trou noir caractéristiques dans leurs trois états canoniques de forte luminosité. On constate dans l'état dur la forte composante en BLN ainsi qu'un QPO basse fréquence pour GRO J1655-40 (et la présence d'un bruit piqué pour GX 339-4?). On pourra aussi constater la faible variabilité de l'état à dominante thermique et la présence de QPO haute fréquence dans l'état à forte loi de puissance. On notera aussi le comportement particulier de GRS 1915+105 déjà mentionné pour son comportement spectral : même dans son état le plus mou, son PSD semble plus se rapprocher d'un état SPL. On pourra aussi examiner la figure 76 de gauche page 191 pour le cas de XTE J1550-564 ainsi que la figure 77 page 194 pour GRS 1915+105 dans leurs états les plus durs. Tiré de McClintock & Remillard (2003).

toutes les sources Z dans leur branche Normal (NB) et Horizontale (HB) ainsi que dans les sources en atoll dans leurs états îles (IS et EIS). Ces pics sont souvent doubles ou jumelés. van der Klis (2004) suggère, du fait de leurs similitudes, la possibilité que les QPOs kHz des étoiles à neutrons procèdent du même processus que les QPO hautes fréquences observés pour les XRB à trou noir.

À plus basse fréquence, on peut aussi constater la présence de bruits piqués dans la gamme de la centaine de Hz (pouvant éventuellement être appelé QPO si leur cohérence devient suffisante). De la même manière que précédemment, ceux-ci pourront être mis en parallèle avec les composantes visibles dans les états durs des trous noirs dans la gamme 10 – 100 Hz.

- **À basses fréquences.** Les structures observées dans les PSD seront très similaires à celles des XRB à trou noir avec la présence d'un BLN (source en atoll, EIS et sources Z) et de QPOs basses fréquences (dans la branche horizontale des sources Z et dans les sources en atoll).

§ 18.3. *Évolution des spectres de puissance au cours de la transition dur* → SPL

Analysons à présent comment les spectres de puissance semblent évoluer lorsqu’ils passent de l’état dur à un état intermédiaire où, pour les cas des sources en atoll lorsqu’elles transitent depuis leur état île jusqu’à l’état banane le plus mou et moins lumineux (LLB). Une tendance générale semble être que **toutes les fréquences caractéristiques augmentent** et que **les intensités de chaque composante du spectre de puissance diminuent**. Autrement dit, **la variabilité décroît lorsque le spectre devient mou**. Ainsi la fréquence de coupure ν_b sera-t-elle souvent comprise entre 0.01 et 1 Hz dans l’état dur alors que ses bornes seront [0.1, 10] Hz dans l’état SPL pour les XRB à trou noir et lorsqu’évidemment la composante en BLN n’a pas disparu.

Les QPOs basses fréquences qui nous intéresseront aussi dans ce manuscrit au premier chef semblent suivre cette évolution en fréquence (voir par exemple Cui *et al.* (1999) pour un exemple d’étude concernant XTE J1550-564) puisque la fréquence du maximum ν_o peut passer de 0.1 jusqu’à une dizaine de Hz durant cette transition.

3. Des corrélations entre fréquences caractéristiques

Si le lecteur commence à être légèrement perdu dans ces descriptions d’ordres phénoménologiques faisant intervenir un si grand nombre de paramètres (ν_o , λ , ν_b , ν_h , etc) à priori indépendants et associés à chacune des composantes évoquées auparavant, qu’il se rassure puisqu’il semble que certaines fréquences soient liées par des relations de corrélations relativement bien vérifiées à présent. On peut en distinguer ainsi 3 principales (van der Klis 2004, et les références s’y trouvant) dont 2 sont visibles sur la figure 15 :

- la première découverte concerne une anticorrélation observée entre le niveau maximum du bruit à bande limitée à basse fréquence (i.e la valeur mesurée de la partie “plate” du PSD) et la fréquence de coupure ν_b . Celle-ci est connue sous le nom de *relation BH* pour Belloni & Hasinger (1990) qui l’ont en premier mise en évidence dans les données EXOSAT de Cyg X-1. Cette relation semble bien vérifiée et ce sur près de deux ordres de grandeur en fréquence (cf figure 15 de gauche.)
- Ensuite, Wijnands & van der Klis (1999) ont mis en évidence une corrélation assez étroite entre la fréquence de coupure ν_b et la fréquence du QPO $\nu_{o,BF}$ et/ou du bruit piqué $\nu_{h,BF}$ à basse fréquence et ce sur 3 ordres de grandeur. C’est la *relation WK* (van der Klis 2004). On pourra en trouver trois exemplaires différents sur la figure 15.
- Enfin, Psaltis *et al.* (1999) ont pu mettre en évidence d’autres corrélations reliant notamment la fréquence du plus bas des QPOs kHz aux fréquences de coupure des lorentziennes utilisées pour ajuster le bruit apériodique (*relation PBK*).

Toutes ces considérations d’ordres phénoménologiques étant établies, il nous reste à présent à examiner quels sont les principaux modèles “présents sur le marché”.

4. Parlons modèles

Comment rendre compte des diverses observables abordées aux paragraphes précédents tout en tâchant de rester relativement cohérent avec les autres (spectrales par exemple)? Un premier type de chemin pouvant être suivi consiste à essayer d’obtenir les fréquences typiques observées par la prédiction de modes propres liés à un système particulier. Ce sont ces modèles que nous allons aborder en premier lieu.

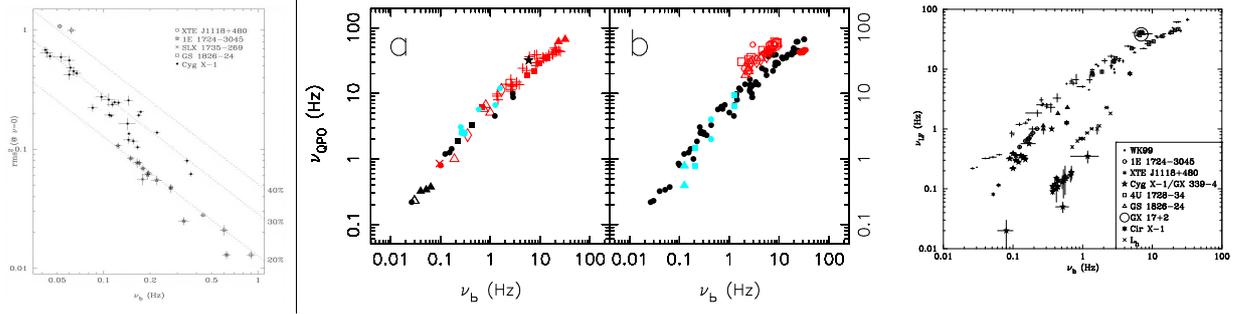


Fig. 15. À gauche du trait vertical : relation BH liant la fréquence de coupure (ν_b) du BLN à l'intensité de la partie plate du spectre de puissance. À droite du trait vertical : relation WK entre la fréquence du QPO/bruit piqué à basse fréquence ν_{QPO} et la fréquence de coupure du spectre ν_b . Les 2 graphiques de gauche sont tirés de Wijnands & van der Klis (1999), tandis que celui de droite provient de Belloni *et al.* (2002). Le graphe (a) correspond à des XRB à trou noir, des sources en atoll et un pulsar millisecondes (SAX J1808.4-3658). Le graphe (b) à des candidats trous noirs, d'autres sources en atoll et pulsar millisecondes et des sources en Z. Le tracé de Belloni *et al.* (2002) reprend ces dernières données (les points les plus petits) complétées par celles provenant de son étude ainsi que celles des références s'y trouvant.

§ 19. Des recherches de fréquences caractéristiques

Il semble que la plupart des modèles invoqués pour rendre compte de la variabilité soient basés à l'origine sur des phénomènes périodiques (i.e mouvement orbital d'une particule test) se produisant dans le disque en faisant ensuite intervenir éventuellement des mécanismes de décohérence avec par exemple des phénomènes d'amortissements. À cause de ses implications pour tester les effets de relativité générale, ce sont souvent les QPOs kHz pour les étoiles à neutrons et les QPOs observés à la centaine de Hz dans les trous noirs qui sont utilisés pour contraindre ces types de modèles.

Une première alternative est ainsi suggérée par des modèles faisant intervenir la "précession relativiste" (Stella & Vietri 1998) des objets en orbite proche du trou noir du fait de l'effet de "Lense-Thirring" non négligeable lorsqu'on se trouve dans une région de fort champ gravitationnel. Dans ces modèles le QPO kHz le plus haut (de fréquence ν_u) est alors associé à l'orbite d'une particule test dans les parties les plus internes du disque, tandis que son jumeaux de plus basse fréquence (ν_l) est lié au phénomène de précession du périastre et le QPO basse fréquence (ν_o ou ν_h) à la précession nodale associée à cette orbite. Ce modèle s'applique assez bien aux étoiles à neutrons comme aux trous noirs mais il requiert cependant d'ajouter des phénomènes physiques supplémentaires dans la mesure où il ne prédit pas la sélection d'un rayon particulier pour rendre compte des fréquences observées. Il permet cependant de prédire dans une bonne mesure les corrélations observées entre ν_h et ν_u ($\nu_u \propto (\nu_h)^2$, autre relation dont nous n'avons pas parlé au précédent point).

Un autre grand type de modèle est basé sur l'évaluation de la fréquence de battement entre la rotation de l'objet compact et la fréquence orbitale (par exemple Miller *et al.* 1998). Le lien causal entre ces 2 composantes se fait alors probablement via les lignes de champ magnétiques qui doivent atteindre le rayon de l'orbite. Évidemment, en vertu du "no-hair theorem" ce mécanisme ne pourra pas être invoqué pour expliquer la présence des QPOs dans les XRB à trou noir. Dans ce cas là, la fréquence ν_u sera toujours associée à la fréquence orbitale, mais $\nu_{beat} = \nu_{orb} - \nu_{spin}$ est alors attribué à ν_h ou ν_o au rayon sonique r_{sonic} . Ce modèle semblant cependant entrer en contradiction avec certaines observations fortement contraintes, Lamb & Miller (2003) ont suggéré que l'interaction spin-orbite ne se fasse plus entre l'étoile centrale et un rayon privilégié, mais entre 2 rayons particuliers du disque. On pourra noter que des travaux dans la même

veine permettent ensuite d'apporter des contraintes sur les paramètres du disque d'accrétion (valeur du champ magnétique) ou même de la valeur a du spin du trou noir. Ainsi, Aschenbach (2004), par un mécanisme de type "résonance relativiste" (van der Klis 2004, et les références s'y trouvant) parvient à la fois à contraindre la masse et le spin des trois trous noirs où des QPOs de hautes fréquences ayant des fréquences commensurables ont été détectés (i.e GRS 1915+105, GRO J1655-40 et XTE J1550-564).

En ce qui concerne la variabilité observée spécifiquement à basse fréquence et tout particulièrement les QPOs, de nombreux modèles sont basés sur des oscillations ou des ondes se produisant dans le disque (Titarchuk & Osherovich 2000). L'instabilité d'accrétion éjection (AEI, Tagger & Pellat 1999) propose ainsi qu'une onde spirale (généralement de faible nombre d'onde azimutal m) se produisant dans un disque magnétisé transfère le moment angulaire des zones internes jusqu'au rayon de corotation avec la spirale. Il permet notamment de prédire avec succès la dépendance non triviale qui semble s'établir entre la valeur du rayon interne du disque et la fréquence du QPO basse fréquence (Rodriguez *et al.* 2002b; Varnière *et al.* 2002).

§ 20. Et le transfert radiatif dans tout ça?

Ces modèles, s'ils offrent à des degrés divers des explications aux corrélations mises en évidence entre les fréquences observées, ne s'intéressent souvent que peu à la partie "avale" qu'impliquent ces processus. En effet, il faut se rappeler que ce sont d'abord des photons de haute énergie qui sont détectés et qui exhibent une telle variabilité. Or le processus de création de ces photons n'est en aucun cas trivial comme on l'a vu (même dans le cas de la simple comptonisation thermique). Pour modéliser totalement les observables disponibles qui sont souvent décrites en termes de spectres de puissance ou de décalages temporels, il va devenir nécessaire de prendre en compte le transfert radiatif au sein du milieu dans lequel la variabilité a lieu.

Évidemment, cette approche a été pour l'instant peu investiguée et ce n'est que très récemment que certains auteurs se sont intéressés à cet angle d'approche du problème de la variabilité. Les modèles mis en jeu donnent alors soit des solutions analytiques (ou semi-analytiques) dans des cas bien déterminés et, l'augmentation des capacités de calcul aidant (cf loi de Moore), des simulations numériques commencent depuis 2-3 ans à se mettre en place.

Les pionniers dans ce domaine auront sûrement été Kazanas *et al.* (1997) et Nowak *et al.* (1999) par 2 voies différentes. Ainsi, les premiers utilisent un modèle d'accrétion quasi-sphérique comportant un choc supporté par la force centrifuge (Chakrabarti & Titarchuk 1995) responsable du chauffage d'électrons et permettant la comptonisation de photons mous. Ils procèdent ensuite par simulation Monte-Carlo au calcul de la fonction de transfert du milieu par une injection de photons brusque et brève et en déduisent ainsi les décalages et PSD correspondant.

De manière un peu différente, Nowak *et al.* (1999) examinent le cas de modèles basés sur la propagation d'une onde en géométrie cylindrique dans le disque dans la mesure où ce choix permet d'obtenir *a priori* des décalages non nuls entre les différentes bandes d'énergie. Cependant, avec ces modèles ces auteurs ne sont pas arrivés à reproduire convenablement et avec précision les décalages enregistrés dans Cyg X-1. Misra (2000) reprend globalement les mêmes hypothèses que Nowak *et al.* (1999), mais les applique à une petite région interne au disque, le "transition disk model", qui joue le rôle de couronne (Misra *et al.* 1997). Dans le cadre de ce modèle de disque de transition, il infère ainsi la fonction de transfert de cette région pour en déduire de façon modèle dépendante le spectre du mécanisme ayant donné naissance à l'onde dans le cas de Cyg X-1. Ce précédent modèle permet en outre de prévoir uniquement la forme de la composante aperiodique dans les spectres de puissance sans la présence de QPOs.

Pour modéliser la dépendance énergétique des QPOs dans les PSD obtenus, on pourra évoquer

enfin les travaux intéressants et assez récents de Życki & Sobolewska (2005) qui s'attachent à modéliser les spectres sortant d'un milieu comptonisé oscillant. L'origine exacte de l'oscillation n'est alors pas précisée et Życki & Sobolewska examinent alors simplement l'effet d'une modulation quasi-sinusoïdale²⁸ du taux chauffage de la couronne, ou bien du flux de photons mous, ou encore du facteur de "reprocessing" des photons durs générés sur la matière froide. Les simulations numériques sont alors conduites pas à pas : pour chaque incrément de temps δt un spectre est alors engendré via le code hybride eqpair (Coppi 1999). Si Życki & Sobolewska ne parviennent pas de cette manière à modéliser la composante apériodique, on pourra noter tout de même l'approche intéressante qui consiste à essayer encore une fois de modéliser la variabilité du flux observé. C'est dans une optique semblable que j'ai donc décidé de m'engager, comme nous le verrons, dans le modèle que j'ai développé et décrit à la partie IV de ce manuscrit.

§ 20.1. *Lieu d'origine de la variabilité*

Nous abordons dans cette dernière section une importante question qui est de savoir dans quelle région se situe l'origine de la variabilité. En effet deux solutions s'offrent à nous : on peut envisager qu'elle soit plutôt située dans le disque ou dans la couronne en première approximation. Une considération simple est tout d'abord d'ordre qualitatif en examinant dans quels états, ou quelle composante semble montrer le plus de variabilité. Or on a dit que ce sont les états les plus durs et où la composante en loi de puissance du spectre est prépondérante qui présentent le plus de variabilité alors que les états mous, dont le spectre est dominé par une loi de type corps noir, montre une variabilité faible voire inexistante. Ceci ferait donc pencher la balance plutôt en faveur d'une origine coronale de la variabilité.

De la même manière, en ce qui concerne la variabilité quasi-périodique, il semble que le spectre du QPO basse fréquence augmente avec l'énergie, et ce bien au delà de l'émission typique d'un disque d'accrétion (cf Rodriguez *et al.* (2002a); Cui *et al.* (1999) et figure 76 page 191 du centre). Il semble donc difficile d'associer, en tous cas pour les QPOs basses fréquences, que le disque soit seul responsable de cette émission modulée. En revanche, la corrélation observée entre les fréquences du QPO et le flux X-mous pourrait indiquer que ceux-ci proviennent du disque.

Si on la situe tout de même dans le disque (éruption par exemple), avec un flux oscillant de photons mous qui sont ensuite comptonisés par la couronne, Malzac & Jourdain (2000) montrent que dans ce cas là on ne devrait pas observer de corrélation simple entre les différentes bandes d'énergie et qu'en tout état de cause, si on veut modéliser la variabilité rapide observée dans les binaires-X par ce biais, il est impératif de tenir compte de la réponse radiative de la couronne.

Notons tout de même que dans le cas où on situe l'origine de la variabilité dans la couronne, la génération de QPOs où le retard des photons mous par rapport aux photons durs ("phase lag") est négatif semblera alors être difficilement explicable par un simple mécanisme de comptonisation (cf QPOs de type C dans Casella *et al.* 2004 par exemple). En effet, dans ce cas là on s'attendrait à ce que les photons durs modulés arrivent après les photons mous. L'interprétation de ce phénomène est rendue encore plus ardue du fait de l'observation d'une inversion alternée de ce retard entre les différentes harmoniques d'un QPO (notamment dans les QPOs de type B, cf (Casella *et al.* 2004; Wijnands *et al.* 1999)).

Pour expliquer cette complexité apparente, un modèle simple et intéressant est proposé par Varnière (2005) : celle-ci suggère en effet qu'un tel changement de signe dans les retards peut être expliqué par un effet d'absorption partielle du signal au cours de la phase du QPO, avec une absorption qui dépendrait de la gamme d'énergie étudiée. Varnière discute ensuite de l'origine de cette absorption et propose qu'une telle configuration puisse se produire si le QPO provient d'un type de "point chaud" spiralant (Varnière *et al.* 2002) ou en orbite proche du disque. Dans

²⁸La décohérence du signal est alors mise "à la main" avec une phase φ_{QPO} variant aléatoirement

ce cas là, l'éventuelle couronne ou le jet situé entre ce point et l'observateur pourrait faire office de milieu absorbant.

En tout état de cause, ces observations montrent ainsi que si on place l'origine des QPOs et/ou de la composante aperiodique dans une des deux composantes, on devra, pour modéliser complètement le flux observé, tenir compte de la rétroaction de l'autre composante.

3

La mission *INTEGRAL*, l'imageur IBIS, la technique du masque codé

Plan du chapitre

1. Introduction : des problèmes de focalisation à haute énergie	39
§ 21. La focalisation en incidence rasante	40
§ 22. Différents types de télescopes X "mous"	40
2. La technique du masque codé	40
§ 23. L'encodage des photons entrant	40
§ 23.1. Conditions à remplir pour le masque	41
§ 24. Techniques de reconstruction	43
3. La mission <i>INTEGRAL</i>	43
§ 24.2. Stratégie d'observation	45
§ 25. JEM-X 1 et 2	45
§ 26. L'imageur IBIS	45
4. OSA : Le logiciel de traitement des données d' <i>INTEGRAL</i>	46
§ 27. Structure des données	46
§ 28. Un fonctionnement commun, des différents niveaux d'analyse	47
§ 29. Inconvénients de la méthode standard pour le "timing" avec ISGRI	47

L'objet de ce chapitre est de présenter succinctement la mission *INTEGRAL* en introduisant la nécessité de recourir aux techniques de masques codés pour réaliser des images dans des gammes d'énergies où les techniques de focalisation deviennent caduques. Cette description s'attache ensuite à examiner les buts de la mission *INTEGRAL* en analysant chacun des instruments embarqués et plus particulièrement ceux qui m'ont servi durant ma thèse, i.e IBIS (ISGRI) et les moniteurs JEM X.

1. Introduction : des problèmes de focalisation à haute énergie

L'obtention d'image de sources célestes dans les hautes-énergies peut, de prime abord, relever de la gageure insurmontable. En effet, au dessus d'une dizaine de keV, la focalisation des photons vers un détecteur de dimension raisonnable ne peut être que difficilement réalisée techniquement comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants.

§ 21. La focalisation en incidence rasante

Dans l'optique ou l'infrarouge proche, les télescopes usuels utilisent des miroirs qui ont la propriété fondamentale de pouvoir réfléchir totalement les rayons quelque soit l'angle d'incidence. Ainsi, un rayon parallèle et proche de l'axe optique arrivant sur le fond du miroir primaire d'un télescope ordinaire sera totalement réfléchi vers le foyer primaire. Au contraire, les rayons X sont réfléchis par un miroir uniquement si l'angle α entre le rayon et la surface du miroir est faible et inférieur à un angle limite $\alpha_c = 69.4(\sqrt{\rho})/E^{29}$ qui dépend donc de l'énergie du rayonnement : plus celui-ci sera énergétique, moins grande sera la valeur de α_c . En réalité, tout se passe comme-ci le photon se devait de *frôler* ("grazing" en anglais) la surface du miroir pour pouvoir *rebondir* (on peut faire l'analogie avec un galet faisant un ricochet à la surface de l'eau). Au delà de cet angle, le photon sera absorbé³⁰.

§ 22. Différents types de télescopes X "mous"

Ainsi, on perçoit très rapidement le problème majeur auquel est confronté le concepteur d'un observatoire X fonctionnant en incidence rasante : du fait de la nécessité d'un angle d'incidence très petit, le miroir servant à la collimation du flux X se devra d'être situé loin du foyer, et ce d'autant plus que les photons incidents sont énergétiques et que l'on veut gagner en résolution spatiale.

Globalement, la plupart des observatoires X *mous* (XMM-Newton, Chandra, ASCA) fonctionnent sur les principes généraux détaillés dans la figure 16. Des précédentes considérations, on peut en déduire qu'à moins de réaliser des télescopes spatiaux de très grande taille, ou bien en recourant à 2 satellites volant en formation (le premier contenant les miroirs défecteurs et le second, distant de quelques dizaines de mètres, le système de détection, cf le projet XEUS), il s'avère que l'imagerie de sources émettant dans les X *durs* doit, à l'heure actuelle, se contenter de technologies alternatives.

2. La technique du masque codé

§ 23. L'encodage des photons entrant

Pour permettre de revenir à la direction d'incidence du photon sur le détecteur sans utiliser de défecteur, on peut utiliser les méthodes dites de multiplexage, qui à l'instar de celles utilisées dans les transmissions des communications, se regroupent en deux catégories : le multiplexage temporel et spatial. Dans les deux cas la direction d'arrivée des photons est codée. Pour le multiplexage temporel, le principe est de procéder au déplacement du collimateur surmontant la surface détectrice. Lorsque l'axe du collimateur va se rapprocher d'une source, le flux reçu par le détecteur va augmenter, puis décroître lorsqu'il va s'en éloigner. La date à laquelle est observée le maximum du flux corrélée au déplacement apparent du collimateur va pouvoir alors donner la position de la source dans le ciel. Ce principe a été utilisé notamment avec succès sur le LAC (*Large Counter Array*) de la mission *Ginga*.

²⁹ α_c étant alors exprimé en minute d'arc, ρ est la masse volumique du miroir exprimée en $g.cm^{-3}$ et E est l'énergie du photon incident exprimée en keV, cf Aschenbach (1985). α_c sera donc à peine de l'ordre d' 1° pour un photon de quelques keV!

³⁰En réalité il est possible de réaliser des télescopes X à incidence normale. La réflexion résulte alors d'une interférence du faisceau incident arrivant perpendiculairement à une multitude de couches de métaux séparés par une distance de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du photon incident. On peut interpréter ce phénomène comme une diffusion de Bragg *artificielle* par le traitement multicouche. En revanche, cette technique devient difficile à mettre en œuvre dès lors que l'énergie du photon devient supérieure à quelques centaines d'eV (puisqu'alors $\lambda < 10nm$).

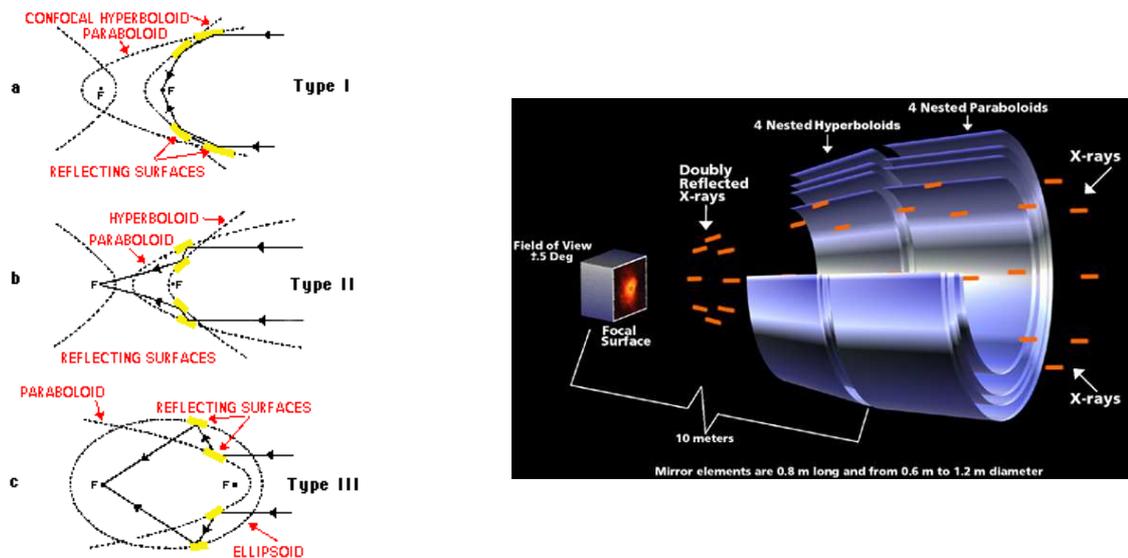


Fig. 16. Principe des télescopes à incidence rasante À gauche, les 3 différents types de télescopes de type Wolter utilisent tous la succession de 2 miroirs en forme de paraboloïde et d'hyperboloïde de révolution autour de l'axe optique. On constate ainsi que les télescopes Wolter de type I (comme Chandra à droite par exemple) permettent un encombrement moindre (donc un coût réduit). Ensuite, afin de collecter un maximum de flux, on peut multiplier le nombre de paires de miroirs coaxiaux (Ici, 4 pour Chandra, 58 pour XMM).

Les techniques de multiplexages spatiaux emploieront quant à eux le même principe, mais au lieu de coder le champ de vue avec une structure absorbante qui dépende du temps, on lui préférera l'emploi d'un masque surmontant le détecteur dont on connaît le motif. L'instrument sera alors basiquement constitué de deux éléments :

- Un masque codé, c'est à dire une plaque comportant des zones transparentes ou opaques pour la gamme d'énergie voulue de fonctionnement de l'instrument. Chaque petite zone transparente ou opaque sera alors appelée "élément du masque". La forme de ces éléments peut alors être relativement arbitraire.
- Un détecteur sensible aux photons de la gamme d'énergie de fonctionnement de l'instrument et dont la résolution spatiale sera suffisante pour résoudre le motif du masque.

Une ou plusieurs sources présentes dans le champ de vue (cf figure 17) vont alors, au bout d'un certain temps d'exposition, projeter chacune une ombre du masque qui sera décalée en fonction de sa position relative dans le ciel. Par un mécanisme de décodage, ou de "déconvolution", il sera possible en théorie de remonter à la position de chacune des sources présentes dans le champ de vue.

§ 23.1. Conditions à remplir pour le masque

On perçoit assez facilement les conditions nécessaires que doit remplir un masque codé pour être efficace puisqu'il faut idéalement que les ombres de deux sources différentes sur le détecteur ne se ressemblent jamais et qu'il laisse cependant passer le plus grand nombre de photons. On peut résumer alors ceci par les deux conditions suivantes (in't Zand 1992)³¹ :

³¹Une bonne introduction au principe des masques codés est aussi disponible sur http://astrophysics.gsfc.nasa.gov/cai/coded_intr.html qui est un bon résumé de cette référence. Une partie de la description faite dans ce paragraphe est d'ailleurs tirée de ce site.

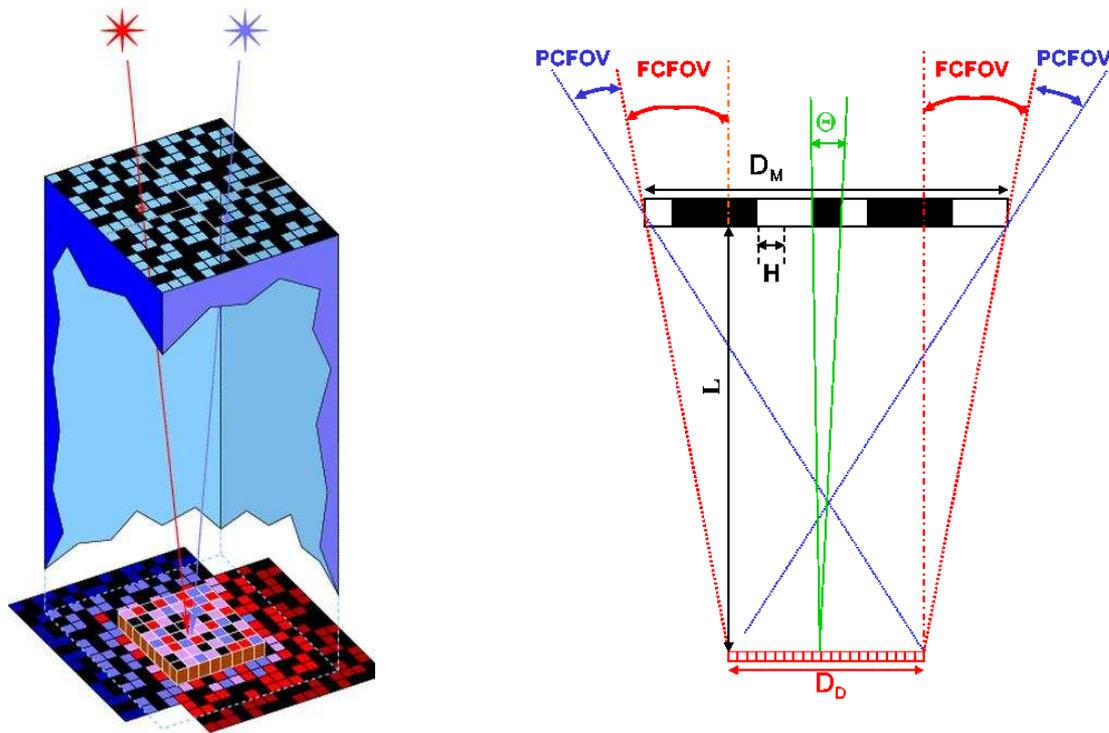


Fig. 17. À gauche : Principe d'un masque codé. Le détecteur est surmonté d'un masque dont certaines portions laissent passer les photons incidents alors que d'autres les absorbent (en noir). Si deux sources sont présentes dans le champ de vue, chacune de celles-ci va projeter une ombre décalée du masque sur le détecteur. Sous certaines conditions sur le motif du masque (cf texte), il sera possible de remonter à l'image du champ de vue. En ne laissant passer que les photons codés, i.e en entourant l'instrument d'une surface absorbante, la largeur du champ sera alors déterminée simplement par la distance qui sépare le masque du détecteur (une grande distance impliquera un petit champ de vue et inversement). À droite : Caractéristiques de l'instrument. Par des raisonnements géométriques on obtient le champ de vue pleinement codé ($FCFOV = \text{atan}((D_M - D_D)/L)$), celui partiellement codé ($PCFOV = \text{atan}((D_M + D_D)/L)$), la résolution angulaire ($\Theta = \text{atan}(H/L)$) avec D_M la taille du masque, D_D celle du détecteur, L la distance de séparation et H la taille caractéristique d'un élément du masque. Tiré de Goldwurm & Gros (2005).

- la fonction d'autocorrélation du masque doit être réduite à un δ de Dirac.
- Le rapport signal à bruit d'une source dans le champ de vue dont les photons traversent le masque devra être maximal.

La première idée qui vient à l'esprit pour permettre de remplir la première condition provient des débuts de la photographie : celle du sténopé. Le masque est alors réduit à sa plus simple expression puisqu'il s'agira d'un seul trou. Évidemment dans ce cas là la deuxième condition ne sera que très modérément remplie (sic). Pour augmenter le flux sans diminuer la résolution angulaire³², une solution consiste alors à placer plusieurs trous de même diamètre et de manière aléatoire sur le masque. Si le caractère "aléatoire" est bien réalisé, on peut en théorie alors remplir la première condition. Ceux-ci exhibent cependant des inconvénients liés à la non constance aux bords de la fonction d'autocorrélation. Une deuxième classe de masque peut permettre de remplir assez convenablement ces deux conditions. C'est celle des URA (pour *Uniformly Redundant Array*) qui font appel à des motifs à différences cycliques. Nous ne décrirons pas en détail les principes de tels masques dont les propriétés sont par ailleurs très bien explicitées dans la référence de la note de bas de page n°31. On retiendra simplement qu'avec ceux-ci une des

³²ce qui peut être réalisé en augmentant la taille du trou.

conditions nécessaires est que le nombre d'éléments n vérifie notamment $n = 4t - 1$, t étant un entier.

§ 24. Techniques de reconstruction

Évidemment, après avoir accumulé pendant un temps d'observation suffisamment long (2 ks pour *INTEGRAL* par exemple) un grand nombre de photons provenant du champ de vue, il convient ensuite de procéder dans une deuxième étape à la déconvolution proprement dite de l'ombre du masque. Le problème est alors le suivant : si on écrit l'intensité de chaque pixel du détecteur dans un seul vecteur ligne \vec{d} , tout comme celui de l'image du ciel \vec{s} et du bruit \vec{b} , le processus de convolution de l'image par le masque donnera :

$$(24.25) \quad \vec{d} = C\vec{s} + \vec{b},$$

C étant alors une matrice comportant des 1 là où le masque est transparent et des 0 là où le masque est opaque. C peut très bien être une matrice non-carrée. Cependant, même dans le cas d'une matrice carrée, l'inversion simple de la matrice C et l'application à l'équation 24.25 (i.e méthode d'inversion simple) se révèle en pratique inutilisable dans la mesure où l'inversion de la matrice associée au bruit $C^{-1}\vec{b}$ domine alors complètement le signal \vec{s} .

Une autre solution qui est notamment utilisée dans le logiciel de traitement des données d'IBIS/ISGRI revient à utiliser des méthodes de corrélation croisées. On va alors chercher à corrélérer l'image reçue par le détecteur et l'ombre du masque via une matrice particulière. Normalement, cela devrait être la matrice C , mais en pratique on va utiliser une matrice G de façon à évaluer directement \vec{s} en essayant d'annuler la contribution du bruit. Pour un URA, on peut montrer alors que $G = 2C - 1$. L'image du ciel sera alors obtenue via la relation :

$$(24.26) \quad \vec{s} = G\vec{d}.$$

Concernant les sources détectées dans le champ de vue et leur significativité, l'évaluation des erreurs dépendra de leur type : pour l'erreur d'origine statistique, pour une intensité mesurée d'une source I_s , le rapport signal à bruit S/N évoluera en $I_s/T^{1/2}$ où T est le nombre total de coups enregistrés sur le détecteur (Goldwurm & Gros 2005). En revanche, le traitement des erreurs systématiques est plus fastidieux, notamment pour celles qui dépendent du bruit de fond. Cette évaluation est rendue particulièrement ardue quand le bruit de fond n'est pas uniforme dans le champ de vue, ce qui nécessite de modéliser ce bruit proprement.

Enfin, on pourra noter que le processus de déconvolution décrit plus haut va faire apparaître 8 images fantômes autour de la source ("ghosts" dans le champ de vue partiellement codé si la source est sur l'axe).

D'autres méthodes de déconvolution plus générales sont accessibles. On pourra évoquer le cas de l'application de filtre de Wiener dans l'espace de Fourier de l'image sur le détecteur, ou les méthodes basées sur une maximisation de l'entropie du signal (ces dernières ont d'ailleurs été utilisées pour traiter des données de SPI, cf Strong 2003). Je laisserai au lecteur le soin de consulter la référence de la note n°31 s'il désire de plus amples informations à ce sujet.

3. La mission *INTEGRAL*

Le satellite *INTEGRAL* (acronyme pour *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*) a été lancé le 17 Octobre 2002 par une fusée Proton depuis le cosmodrome de Baïkonour, Kazakhstan. Il a ensuite été placé sur une orbite très elliptique suffisamment lointaine des ceintures de radiation de la terre (entre 9000 km d'altitude au périégée et 153000 km à l'apogée) dont l'émissivité dans les rayons gamma est une source de bruit non négligeable (ceux-ci proviennent en partie

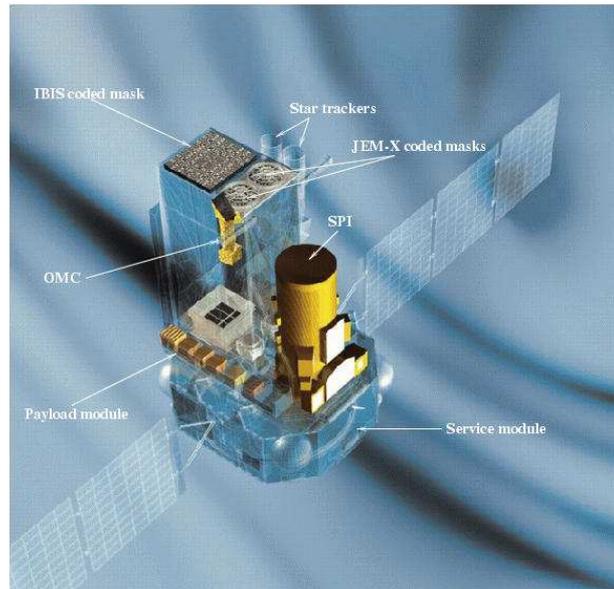


Fig. 18. *Les instruments d'INTEGRAL* Les dimensions du satellite (à l'exception des panneaux solaires) sont de $4m \times 4m \times 6m$ et le flanc arrière d'IBIS est dirigé vers le soleil, ce qui permet de laisser SPI dans l'ombre. Les masques codés d'IBIS et JEM-X se situent 3.2m au dessus de leur plan de détection. Figure tirée de *Introduction to the INTEGRAL Data Analysis - issue 5.1*.

du brehmstrahlung d'électrons énergétiques produits par collision avec un rayon cosmique par exemple). Ainsi, du fait de la forte excentricité de l'orbite du satellite, 80% du temps de vol (une période de révolution durant 72h) se situe à une altitude de plus de 60 000 km, ce qui permet, à priori, de réaliser des observations de qualité et sans interruptions.

Le satellite comprend 5 instruments : les 2 principaux, IBIS (pour *Imager on-Board INTEGRAL Satellite*) et SPI (*Spectrometer on INTEGRAL*), ont été conçus pour atteindre une résolution jusque là inégalée à hautes énergies, tant au niveau spectral pour SPI qu'au niveau angulaire pour IBIS. S'y adjoignent ensuite 2 moniteurs X identiques couvrant la gamme des X *mous*, JEM-X (*Joint European X-ray Monitor*) 1 et 2 et fonctionnant en alternance. Ces 4 instruments X sont dotés d'un masque codé pour leur permettre d'imager leur champ de vue. Enfin, une petite caméra optique observant en bande V, l'OMC, vient compléter la large bande spectrale d'observation. C'est la possibilité de faire fonctionner ces 4 instruments de concert qui rend *INTEGRAL* si attrayant (nous verrons d'ailleurs dans la suite de ce manuscrit comment j'ai utilisé ces différentes données pour affiner la position de la source IGR J19140+0951). Les objectifs scientifiques de la mission *INTEGRAL* sont multiples : avec les 4 instruments X couvrant une large bande spectrale (de 3 keV avec JEM-X jusqu'à 10 MeV avec SPI) ils vont de la recherche, de la localisation et de la caractérisation des sursauts gamma, jusqu'à la découverte et étude de l'environnement des objets compacts, tels que binaires-X et Noyaux Actifs de Galaxies.

Dans cet exposé, je décrirai surtout l'imageur IBIS et les moniteurs JEM-X dont j'ai principalement réduit et analysé les données. Cet exposé sera d'ailleurs succinct et je conseille au lecteur désirant plus d'informations techniques sur les instruments sus-cités de se référer à Chernyakova *et al.* (2005b) et notamment Chernyakova *et al.* (2005a) pour IBIS et Chernyakova *et al.* (2005c) pour JEM-X.

§ 24.1. *Stratégie d'observation*

Un gros avantage d'*INTEGRAL* est sa politique scientifique très ouverte. En effet, dès le début il a été décidé de laisser une large part du temps d'observation à l'ensemble de la communauté scientifique en limitant le temps garanti alloué aux organismes ayant participé au projet et en rendant public relativement rapidement les données (un an seulement après les observations). Ensuite, le programme de "cartographie" du plan galactique (GPS, Galactic Plane Scan) permet de dresser une couverture systématique et une analyse de l'évolution temporelle des nombreuses sources transitoires à des intervalles de temps séparés d'environ une semaine (le temps d'observation est alors de l'ordre de la kiloseconde). Enfin, la dernière partie du temps d'observation est consacrée au centre galactique avec le programme "Galactic Center Radian Deep Exposure" qui examine cette région pendant un temps d'observation cumulé d'environ 46 jours par an.

§ 25. JEM-X 1 et 2

Les 2 moniteurs JEM-X conçus pour fonctionner dans la gamme 3-35 keV, sont 2 télescopes à masque codés coalignés avec SPI et IBIS. Ils diffèrent de ces derniers dans la conception de leur plan de détection. En effet, celui-ci est constitué d'une enceinte hermétique où il règne un fort champ électrique dans lequel est enfermé un gaz inerte (90% de Xénon et 10% de méthane) qui, lorsqu'un photon X arrive, va s'ioniser par effet photo-électrique. Ensuite, le fort champ électrique va entraîner un processus d'avalanche, et un réseau de micro-puces situé sur le fond de l'enceinte va absorber ce nuage d'électrons. À chaque absorption correspondra alors un événement et le réseau de micro-puces jouera ensuite le rôle de capteur.

JEM-X 1 et 2 (qui fonctionnent finalement en alternance pour augmenter leur durée de vie et accroître leur performance) observent les sources cibles en complément d'IBIS ou SPI, avec un champ de vue assez restreint (disque de 4.8° de rayon) mais une précision accrue dans la localisation de la source (la marge d'erreur sera de 30" pour une source isolée sortant à 10σ). Par contre, leur résolution spectrale se révèle peu adaptée à une analyse fine du spectre à basse énergie (i.e pour l'étude de la raie de fluorescence du Fer à 6.4 keV).

§ 26. L'imageur IBIS

IBIS est l'imageur proprement dit d'*INTEGRAL* et a été conçu pour fonctionner dans la gamme 15keV-10MeV. Il utilise une réplique cyclique de 4 masques codés de type MURA (pour Modified Uniformly Redundant Array) d'ordre 53 comme on peut l'observer sur la figure 19. Ainsi, environ la moitié du masque est occupé par des cellules pleines, dont l'opacité est forte dans toute la bande d'énergie de fonctionnement de l'instrument (encore de l'ordre de 70% à 1.5 MeV), l'autre moitié étant constituée par des cellules ouvertes (et dont la transparence est déjà de 60% à 20 keV).

Le système de détection d'IBIS tire son originalité de ses deux détecteurs différents : ISGRI et PICSIT. Mis à part le fait qu'ils sont complémentaires du fait de leurs bandes d'énergie de fonctionnement différentes (ISGRI fonctionne entre 20 keV et 1 MeV tandis que PICSIT a été conçu pour fonctionner entre 200 keV et 10 MeV), ce double plan de détection permet de faire fonctionner l'instrument en mode Compton³³ qui accroît considérablement sa résolution angulaire. Malheureusement, à l'heure d'écriture de ce manuscrit, il s'avère que le traitement des données de PICSIT est encore fastidieux, l'interprétation du bruit de fond n'étant pas encore

³³i.e détection d'un photon incident par ISGRI qui interagit avec celui-ci par effet Compton et détection par PICSIT du photon résultant

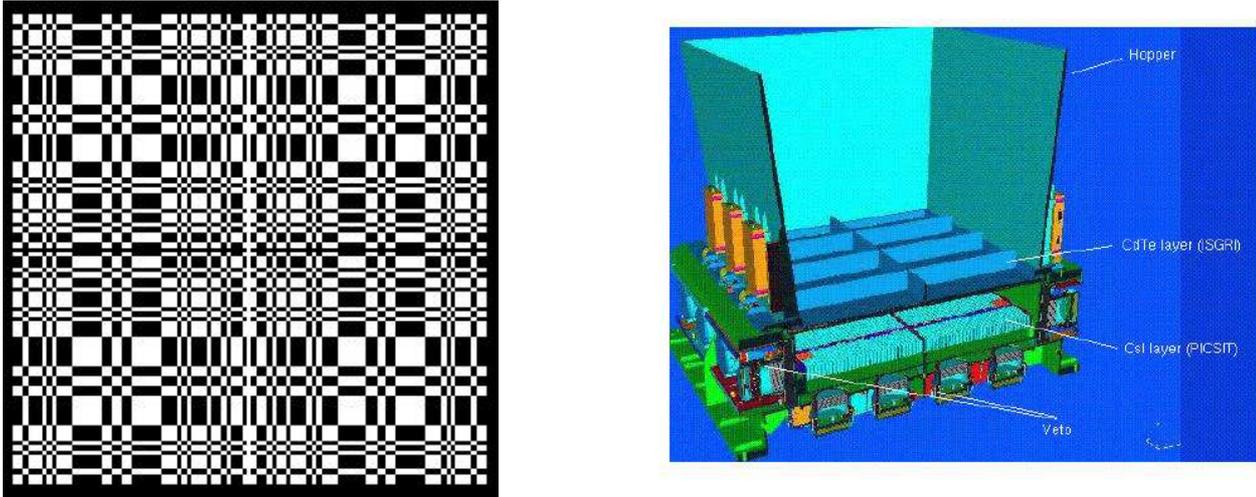


Fig. 19. *IBIS* : son masque et la double couche de détection À gauche, le masque codé utilisé pour *IBIS*. À droite, schéma d'ensemble du dispositif de détection d'*IBIS* : les 2 plans de détection, ISGRI en haut et PICSIT en bas, sont surmontés de 3 dispositifs de collimation pour limiter le bruit lié aux rayons cosmiques : le "tube" soutenant toute la structure (non visible), le hopper et enfin des petites lames présentes sur les détecteurs.

très bien gérée. Ainsi, j'ai surtout basé mon étude pendant cette thèse sur les données provenant d'ISGRI.

4. OSA : Le logiciel de traitement des données d'*INTEGRAL*

Le logiciel OSA (pour *Off-line Science Analysis*) qui traite les données brutes provenant d'*INTEGRAL* a fortement évolué entre le début et la fin de mes travaux de thèse. Dans sa dernière version au jour d'écriture de ce manuscrit (OSA 5.1), il permet à présent de réaliser de très bonnes images du ciel, ainsi que des spectres exploitables scientifiquement. L'étude temporelle des données est elle aussi très satisfaisante (cf une étude du Crabe dans la gamme 3-500 keV par Mineo *et al.* 2006).

§ 27. Structure des données

En ce qui concerne les données brutes provenant des observations tout d'abord, celles-ci sont toutes regroupées dans une même organisation hiérarchique et ce quelque soit l'instrument avec lequel on a obtenu les observations. Pour schématiser et être succinct, on pourra dire qu'au sommet de cette pyramide se trouve les 5 différents grands ensembles dont on aura besoin pour faire fonctionner OSA. Il s'agit :

- Du catalogue (répertoire cat) servant à réaliser l'identification des sources dans le champ de vue. Il contient environ 1600 sources qui sont potentiellement détectables par *INTEGRAL*. Celui-ci peut tout à fait être modifié par l'utilisateur pour restreindre dans son analyse le nombre de sources à chercher dans le champ de vue.
- Des caractéristiques de l'instrument (ic) comme les calibrations, les matrices de réponses, les modèles de bruit de fond, etc... Ces données sont en général indépendantes de l'observation en question et sont plutôt spécifiques à l'instrument utilisé. C'est pourquoi elles ne sont mises à jour que lorsqu'une nouvelle version d'OSA est disponible.

- Des données auxiliaires (aux). Au contraire des précédentes, celles-ci vont être extrêmement dépendantes de l'observation puisqu'elles contiennent toutes les données relatives à la position du satellite dans son orbite, les corrélations entre temps à bord et temps universel, etc.
- Du répertoire contenant les fenêtres d'observation ou *scw* pour "Science Window". C'est celui où sont stockées les données brutes de chaque observation proprement dites. C'est donc ces dernières que l'on traite en utilisant les précédents paramètres (*ic*, *cat*, *aux*, etc).
- Et enfin le répertoire *obs* où seront engrangés les résultats du traitement après avoir fait tourner OSA.

§ 28. Un fonctionnement commun, des différents niveaux d'analyse

OSA est en réalité composé d'une multitude de routines dont beaucoup de principes sont partagés dans l'analyse des données des divers instruments. Si les paramètres d'entrée sont en général modulables à volonté par l'utilisateur, en revanche ce dernier se devra de suivre dans l'ordre les différentes étapes décrites ci-après.

Le tout premier stade à passer avant de commencer l'exploitation et l'analyse de données est de choisir tout d'abord les *scw* que l'on voudra analyser en les regroupant dans un groupe d'observation (*OG*). C'est ce groupement qui permettra ensuite de réaliser par exemple des images mosaïques ou une addition des spectres de plusieurs *scw*. Ensuite, le début du traitement commence, pour les 3 instruments principaux (JEM-X 1 et 2, SPI et IBIS) par la correction des données (stade *COR*) qui ont été éventuellement altérées par des effets spécifiques à l'instrument, la définition des *GTI* (pour Good Time Intervals) pour exclure par exemple les périodes où le bruit de fond a été fort ou bien celles où l'instrument s'est comporté de façon anormale auxquels on peut ajouter éventuellement les temps morts *DEAD* d'observation. L'analyse se poursuit alors par l'évaluation du bruit de fond *BACK* à l'aide de modèles déjà implémentés en vue de corriger soit l'imagerie, soit les spectres obtenus.

Vient ensuite l'étape qui coûte en général le plus en terme de temps de calcul : c'est celui de la déconvolution proprement dite (stade *IMA*). Pour IBIS comme JEM X, on utilise la méthode reconstruction évoquée plus haut de corrélation croisée. Puis OSA réalise une boucle sur le nombre de sources potentielles dans le champ de vue : à chaque incrément, un modèle de la source dans le champ de vue est ajusté et sa contribution est retranchée de l'image obtenue à l'incrément précédente. Les éventuelles sources "fantômes" sont éliminées dans l'algorithme de reconstruction des images d'IBIS. Ensuite, une mosaïque constituée des images des différentes *scw* est éventuellement réalisée.

L'extraction spectrale (*SPE*) se déroule enfin par un ajustement dans chaque bande d'énergie de la contribution de chaque source sur le détecteur (il s'aide notamment de la notion de PIFs dont nous examinerons le principe dans la partie III de ce manuscrit). Les spectres résultant de chaque source sont lisibles par les logiciels standards comme *xspec*.

Enfin, on peut noter que même si une interface graphique est disponible, il sera souvent préférable de réaliser la suite d'opérations via l'écriture de scripts en shell de façon à pouvoir réaliser un traitement systématique des données

§ 29. Inconvénients de la méthode standard pour le "timing" avec ISGRI

L'extraction des courbes de lumière suit exactement le même processus que celui de l'extraction spectrale mis à part le fait qu'au lieu de découper l'observation en bande d'énergie, on la découpe en échantillons temporels ("bins") de durée δt . À l'intérieur de chaque échantillon, la

contribution de chaque source sera alors ajustée. On obtiendra alors une courbe de lumière échantillonnée à δt . La durée de ces "bins" est évidemment un paramètre à fixer au préalable et c'est là un inconvénient relativement important pour réaliser une étude systématique du comportement temporel de la source. En effet, cette étape est relativement longue et, comme toutes les méthodes où on procède à un rééchantillonnage des données, si on gagne en terme de rapport signal à bruit, on perd toute l'information à haute fréquence du signal.

Une autre méthode disponible, qui, au début de ma thèse n'était pas vraiment incluse dans le logiciel OSA mais est devenu, au fil des mises à jour, une méthode standard *bis* est celle basée sur l'extraction des évènements brutes via `evts_extract`. Je ne m'attarderai pas sur la description de son principe dans cette introduction dans la mesure où je la reprendrai plus en détail dans la partie III de ce manuscrit : ce logiciel étant en effet à la base de la nouvelle méthode d'analyse des données d'ISGRI que j'ai élaborée.

Partie II

Suivi d'une nouvelle source *INTEGRAL* depuis sa découverte : IGR J19140+0951

- | | | |
|---|---|----|
| 4 | Présentation de la source et problèmes de localisation | 51 |
| 5 | Une étude multi-instruments pour contraindre la nature de la source | 67 |

4

Présentation de la source et problèmes de localisation

Plan du chapitre

1. Découverte et premières caractérisations	51
§ 30. Une variabilité suivie par <i>RXTE</i>	52
2. Affinement de la position	53
§ 31. L'idée : une utilisation multi-instruments	54
§ 31.1. Problèmes liés à l'imagerie avec <i>JEM-X</i> , solutions	54
§ 32. Principes de la méthode et résultats	56
3. Lettre publiée dans <i>A&A</i> : "Discovery of a new <i>INTEGRAL</i> source: IGR J19140+0951"	58
4. Commentaires	63
§ 33. Variabilité et comportement spectral d'IGR J19140+0951	63
§ 34. À la recherche de contreparties?	64

1. Découverte et premières caractérisations

LA découverte d'une nouvelle source est toujours un travail très excitant... Au départ, les connaissances que l'on obtient de celle-ci sont très restreintes : une image voire simplement une position donnée par une circulaire IAU. Puis, petit à petit, au fur et à mesure des observations et des analyses successives se profile un portrait qui va en s'affinant, de telle manière qu'on parvient ensuite à la mettre dans une case, une catégorie,... Tout en lui laissant quelques facettes qui lui restent propres.

IGR J19140+0951 a ainsi été une des premières nouvelles sources découvertes par *INTEGRAL*³⁴ et ce dès le commencement des observations de GRS 1915+105 par le satellite. Elle a ainsi été détectée dans une région tangente au bras du Sagittaire le 6 et 7 Mars 2003 (Hannikainen *et al.* 2003a), éloignée d'à peine 1° du célèbre microquasar. J'ai eu la chance d'avoir pu dès le début participer à l'analyse des données *INTEGRAL* de cette source, mais avant d'aborder ce thème je tenais à résumer les différents résultats obtenus avec d'autres instruments dans les premiers mois qui ont suivi cette découverte.

³⁴la deuxième ou la troisième plus exactement

§ 30. Une variabilité suivie par RXTE

Ainsi, une courte observation par *RXTE* (ToO, Swank & Markwardt 2003) a notamment permis de contraindre la valeur du N_H à une valeur de $6 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$, plus importante que celle prévue par les modèles galactiques dans la ligne de visée ($1.26 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$, Dickey & Lockman 1990). En outre, ces mêmes données ont montré que le flux pouvait varier du simple au double dans des intervalles de temps de l'ordre de $\delta t = 100\text{s}$. L'argument de causalité appliqué à ces variations peut alors nous donner une valeur maximale R_{max} à la taille de la région d'émission : en effet, une perturbation ayant lieu au centre de la zone d'émission va se propager vers les bords au maximum à la vitesse de lumière. Dans ce cas-là, $R_{max} = c \times \delta t \simeq 3 \times 10^{12} \text{cm}$ soit 0.2 unités astronomiques³⁵. On rappellera à cet effet que même le rayon de Schwarzschild d'un AGN de $10^8 M_\odot$ est de $3 \times 10^{13} \text{cm}$. Ainsi, rien que par cet argument, l'origine extragalactique de cet objet semble moins favorisée que l'hypothèse d'une source interne à la voie lactée.

Ensuite, l'analyse de la variabilité temporelle à long terme effectuée sur les données ASM (Corbet *et al.* 2004) a permis de faire ressortir une périodicité de 13.558 ± 0.004 jours dans la courbe de lumière. Les données étant publique³⁶, j'ai pour ma part tracé à la figure 20 le spectre de puissance de cette source.

Le temps de cohérence lié au pic détecté à $f_{orb} = 0.074 \text{ jour}^{-1}$ est alors de l'ordre de 2900 jours (ce qui est équivalent au temps total d'observation), reflétant le caractère permanent de cette oscillation. L'absence d'harmoniques à 2 ou 3 f_{orb} (*domaine non visible sur cette figure*) suggère en outre le caractère sinusoïdal marqué de cette oscillation du flux. Corbet *et al.* (2004) interprètent cette périodicité comme pouvant être la signature d'un système binaire. J'anticipe ainsi sur le prochain chapitre pour signaler que le fort caractère sinusoïdal semble alors compatible avec l'hypothèse d'une binaire X de grande masse avec un objet accrétant se déplaçant dans le vent de l'étoile compagnon très massive : le flux X émis par l'accrétion en direction de l'observateur est alors plus ou moins absorbé par le vent selon la position sur l'orbite et ce de manière graduelle (pour un exemple de modélisation de ce type sur Cyg X-3, le lecteur pourra se référer par exemple à Milgrom 1976). Corbet *et al.* (2004) signalent en outre que l'activité de cette source était déjà bien présente dans les 3 premières années d'observation, bien avant les observations d'*INTEGRAL*.

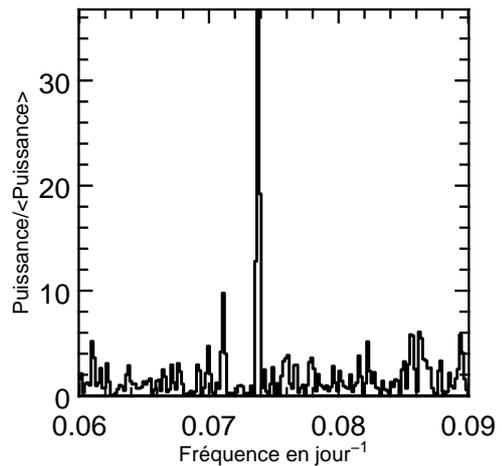


Fig. 20. Spectre de puissance d'IGR J19140+0951 à très basses fréquences obtenu via les observations ASM de la source depuis le 20 Février 1996 jusqu'au 1er Septembre 2006. La puissance en chaque point de fréquence est normalisée à la puissance moyenne de la totalité du spectre.

Dans le paragraphe suivant, je vais aborder la question de la localisation de la source, travail essentiel qui m'a été dévolu pour tenter de chercher une éventuelle contrepartie optique et/ou

³⁵Même si la perturbation se propage à des vitesses relativistes, le durée propre de la variation de flux δt_{propre} sera toujours plus petite que la durée perçue δt du fait de la dilatation relativiste des temps, car alors $\delta t = \Gamma \times \delta t_{propre}$, avec $\Gamma \geq 1$ le facteur de Lorentz. Ainsi, la taille maximale de la région d'émission déduite du calcul $R \leq R_{max} = c \times \delta t$ sera toujours plus grande que la taille maximale réelle $R_{max, réelle} = c \times \delta t_{propre}$

³⁶Données publics sur <http://xte.mit.edu/asmlc/srcs/igrj1914+0951.html>

radio. L'analyse spectrale de la source avec *INTEGRAL* à laquelle j'ai aussi participé est ensuite abordée (en anglais), dans la copie du papier situé au paragraphe suivant. Un résumé des résultats en français est alors disponible à la section n° 4.

2. Affinement de la position

La position initiale d'IGR J19140+0951 avait été obtenue avec la première version du logiciel de traitement des données (IDAS v1.0), en utilisant, comme on l'a dit précédemment, seulement les données d'IBIS/ISGRI. Celle-ci était alors de $RA = 19^h 13^m 55^s$, $Dec = +9^\circ 51'.6$ (équinoxe J2000) avec une incertitude de $1'$, erreur sûrement sous-estimée (cf ci-après) et ne tenant pas vraiment compte des erreurs systématiques qui, nous allons le voir, étaient à cette époque non négligeables. En effet, dans les premières versions du logiciel (jusqu'à OSA 3.0), l'imagerie des sources se révélaient assez médiocres. À titre d'exemple, la table évaluant le bruit de fond dans les données d'ISGRI était alors complètement factice et diverses corrections en énergie ont été opérées lors de la sortie de la version ultérieure du logiciel. Un autre problème non pris en compte dans les toutes premières versions du logiciel a été la présence des *pixels chauds* : en effet, il est apparu très vite que certains pixels d'ISGRI s'activaient pendant un temps de vie assez court de façon aléatoire (on ne peut prévoir a priori quel pixel du détecteur va devenir un pixel chaud) et ce *sans aucun rapport avec le flux incident*. Nous reparlerons de ce problème dans la partie III de ce manuscrit au § 45 et examinerons comment j'ai pour ma part procédé pour éliminer ce problème.

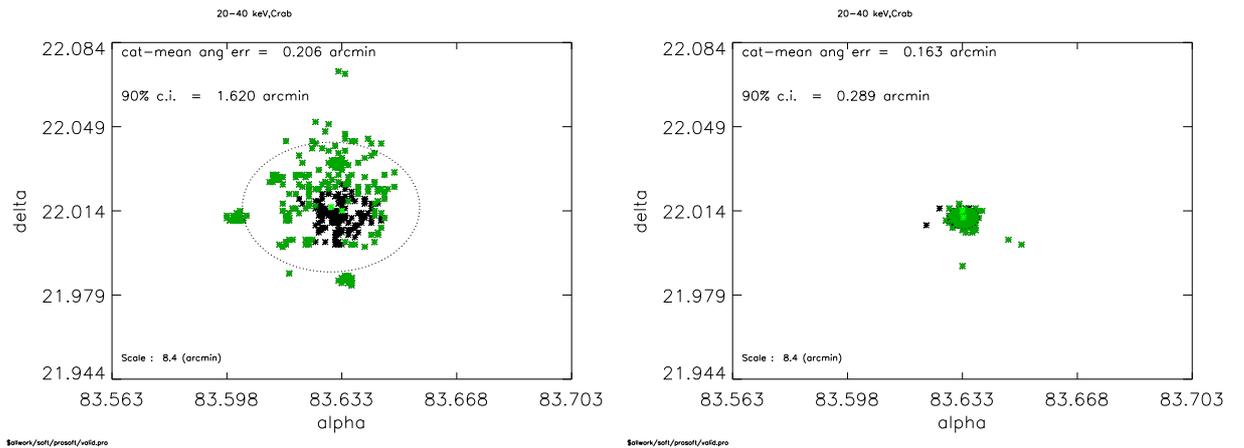


Fig. 21. Figure tirée de Goldwurm *et al.* (2003) : positions du Crabe avec ISGRI selon que l'on traite les données avec *ii_sky_image* de la version 2.0 (à gauche) ou 3.0 (à droite) d'OSA. Les étoiles vertes (respectivement noires) correspondent au champ de vue partiellement (respectivement entièrement) codé. Les ellipses en pointillés représentent ainsi la déviation moyenne à 90 % dans la localisation de la source.

Cependant, même dans le cas où ces 2 problèmes auraient été réglés, OSA 2.0 présentait alors un biais systématique majeur concernant les sources observées *en dehors de l'axe* de pointage du satellite (i.e les sources qui se trouvent dans le champ de vue d'ISGRI mais pas au centre pour des observations de type "pointing"), ce qui est le cas pour toutes les observations d'IGR J19140+0951³⁷. En effet, Goldwurm *et al.* (2003) stipule que l'erreur théorique sur la position calculée par OSA 2.0 pour ces sources là étaient alors en général sous-estimée (cf figure n°3 de Gros *et al.* 2003) : en effet, l'erreur théorique sur la position (*PSLE*) de la source dépend du rapport signal à bruit S/N comme $PSLE \propto (S/N)^{-1}$, et comme le flux de la source va diminuer lorsque

³⁷de la révolution 48 jusqu'à la révolution 70

L'axe de l'observation s'en éloigne, l'erreur va augmenter d'autant. En ayant procédé à des calibrations en vol sur le Crabe (cf figure 21), Cyg X-1 et Cyg X-3, Gros *et al.* (2003); Goldwurm *et al.* (2003) ont montré qu'en réalité l'erreur sur la position à 90% dépendait du rapport signal à bruit comme $PSLE = 22.1 \times (SN)^{-0.95} + 0.16$ (erreur donnée en minute d'arc), qui est toujours supérieure à la valeur théorique³⁸. Cette formule montre en outre que même pour des sources sur l'axe et de très forte intensité, il existera toujours une erreur résiduelle d'environ 20". Cette correction a donc été implémentée dans OSA 3.0 et nous pouvons voir la différence sur la figure 21 avec l'exemple du Crabe. Concernant la position donnée par ISGRI d'IGR 19140+0951, il nous a fallu donc absolument recalculer la position avec les logiciels les plus récents puisque la source était faible et située au mieux à 1° de l'axe de l'observation. Après avoir construit une mosaïque basée sur les premières observations de la source (révolution 48), mais aussi en utilisant les données d'autres observations (révolutions 57,62 et 70 du satellite), nous avons estimé une nouvelle position dont les coordonnées sont $RA_{IBIS} = 19^h 14^m 01^s \pm 2'$, $Dec_{IBIS} = +9^\circ 53' 13'' \pm 2'$ (équinoxe J2000) et ce qui la place à plus de 2.4' de l'ancienne valeur. Le lecteur pourra voir le champ de vue autour de la source dans la figure 1 de l'article Hannikainen *et al.* (2003a) qui se trouve au paragraphe 3.

§ 31. L'idée : une utilisation multi-instruments

À priori, l'erreur de 2 arcmin obtenue avec IBIS/ISGRI semble incompressible à moins d'effectuer de nouvelles observations où le pointage serait dirigé vers la source ou bien en attendant une grosse éruption de la source (assez imprévisible par définition) pour augmenter le rapport signal à bruit S/N . Pourtant, une autre solution peut permettre, avec les données existantes, d'encore affiner la localisation : celle d'utiliser les autres instruments d'*INTEGRAL* qui ont observé le champ de vue d'IGR J19140+0951. Il y avait à priori SPI et les 2 moniteurs JEM-X. SPI n'a pas été retenu à cause de sa médiocre habileté dans la localisation des sources (de l'ordre de 1°) et surtout les erreurs sur la localisation, données par le programme *spiros*, étaient alors sous-estimées³⁹ et ce jusqu'à la version 4.0 d'OSA. Restaient donc les 2 moniteurs JEM-X, ou plutôt un des 2 puisqu'il a été décidé de les faire fonctionner chacun à leur tour pour préserver les micro-puces du détecteur qui se détérioraient sous l'influence des rayons cosmiques (cf Chernyakova *et al.* 2005c; Lund *et al.* 2004). C'est ainsi JEM X-2 qui a observé IGR J19140+0951 le premier. Nous allons voir dans les paragraphes suivant comment j'ai procédé pour utiliser les données de JEM-X au mieux avec les outils de l'époque, et comment la combinaison des 2 positions données par IBIS et JEM-X m'a permis d'en déduire la nouvelle position de la source avec une meilleure précision.

§ 31.1. Problèmes liés à l'imagerie avec JEM-X, solutions

Sur le papier, JEM-X devait être l'instrument idéal pour diminuer l'erreur sur la localisation : son masque codé présentant de plus petites structures, l'erreur théorique sur la localisation d'une source qui ressort du bruit de fond à 10σ est inférieure à 30" (2 fois meilleure qu'IBIS donc, cf Chernyakova *et al.* 2005c). Utiliser JEM-X tombait donc sous le sens. Pourtant, nous allons voir qu'à l'instar d'IBIS/ISGRI, le logiciel de traitement des données disponible s'avérait alors peu performant.

- **le "JEM-X off-line software"**. En fait, c'était surtout la version standard délivrée avec OSA 3.0 qui souffrait de nombreux problèmes en ce qui concerne l'imagerie : la raison principale est liée au problème d'érosion des anodes des micro-puces évoquée plus haut. En effet, il a

³⁸d'un facteur 1 à 4 dans la gamme de S/N considérée

³⁹Ce programme donnait des flux 15 à 20 % trop élevés pour l'ajustement des puissances des sources.

été décidé, pour préserver ces anodes plus longtemps, de diminuer la tension entre anodes et cathodes du détecteur⁴⁰, ce qui s'est traduit par une perte de gain dans la sensibilité de l'instrument surtout perceptible en dessous de 6 keV. Or cette perte de sensibilité progressive devait se traduire dans le traitement des données par des calibrations successives sur un objet de référence comme le Crabe, ce qui n'a pu être réalisé que tardivement. Conscient de ces problèmes, j'ai donc utilisé le logiciel non standard d'imagerie décrit par Lund *et al.* (2004), le "JEM-X off-line software", qui prenait alors ces modifications en compte, tout en interagissant avec l'équipe du DSRI (Niels Lund et Jérôme Chenevez) qui cherchait pour leur part divers exemples pour valider leur méthode d'analyse. Ce programme permet de créer des images déconvoluées du champ de vue (routine `midi_b5`) ainsi que l'identification des sources présentes (routine `identify2`) dans 4 bandes d'énergie de 3 à 35 keV. IGR J19140+0951 a ainsi été clairement et avec succès détectée par ce biais, dans 9 fenêtres d'observation (`scw`) différentes.

Ensuite, pour augmenter le rapport signal à bruit de la source il a fallu prendre en compte les `scw` où l'objet n'était pas spontanément détecté. Ceci a été rendu possible grâce à l'utilisation d'un autre logiciel, `mosaic_weight`, développé par Jérôme Chenevez et dont les spécificités sont décrites de manière claire dans Chenevez *et al.* (2004). Ce programme permet en effet de réaliser une mosaïque de plusieurs observations de JEM-X en utilisant une méthode de pondération : en effet, les sources situées hors-axe seront affectées par un effet de vignetage dû à la fois au collimateur et au masque. Les poids de chaque pixel pour une source donnée seront donc calculés en tenant compte de cet effet ainsi que de la variance liée au flux reçu.

Nous conseillons vivement au lecteur de se référer à Chenevez *et al.* (2004) pour constater les améliorations apportées par cette méthode comparée à la méthode standard disponible dans OSA 3.0 (figure 5 et 6 du même papier). Nous avons donc utilisé ce logiciel avec succès et le résultat est visible sur la figure 22 : IGR J19140+0951 sort clairement du bruit de fond à partir de 8.4 keV. On notera cependant la non détection de la source dans les bandes de basses énergies : ce phénomène se retrouvera dans l'ajustement des spectres par une forte absorption intrinsèque. IGR J1914+0951 pourrait ainsi appartenir à la nouvelle classe de sources fortement absorbées découvertes par *INTEGRAL* (dont un des archétypes est IGR J16318-4848 Walter *et al.* 2003).

- **Une dispersion dans les valeurs des positions de JEM-X.** Malgré l'utilisation du logiciel précédant, j'ai pu constater que les positions données par la routine `identify2` comportaient, dans mon cas, 2 problèmes principaux qui ressemblent beaucoup à ceux liés à la localisation avec IBIS :

tout d'abord une **déviat**ion **systématique** qui semble être présente pour toutes les sources du champ de vue, et ensuite une **augmentation de la dispersion lorsqu'on s'écarte de l'axe ou lorsqu**e le flux de la source est moindre (comme pour IGR J19140+0951).

Un aperçu de l'effet dispersif est visible sur le panel de gauche de 23. En effet, j'y ai tracé les positions enregistrées pour GRS 1915+105 et IGR J1914+0951 dans les 9 fenêtres d'observation où notre source a été détectée par `identify2`. Comme dans 3 `scw` la source a été détectée dans 2 bandes d'énergie, cela porte ainsi à 12 le nombre de détections indépendantes d'IGR J19140+0951. Commençons donc par examiner le cas de la source située dans l'axe, i.e GRS 1915+105. Si on calcule la dispersion moyenne $\sigma_{GRS\ 1915+105}$ de ces 12 positions (rms), on obtient une valeur de l'ordre de $\sigma_{GRS\ 1915+105} \simeq 25''$ ce qui est a priori consistant avec les performances attendues de l'instrument. Cependant, j'ai quand même vérifié que la position moyenne de ces 12 observations était compatible avec la valeur donnée par les catalogues. Or, force est de constater que ce n'est pas du tout le cas (cf panel de droite de la figure 23) : il s'avère que la position de GRS 1915+105 donnée par le logiciel est déviée de manière **systématique** dans toutes

⁴⁰Les rayons cosmiques lourds semblant enclencher des décharges dans le fort champ électrique établi entre les électrodes (Lund *et al.* 2004).

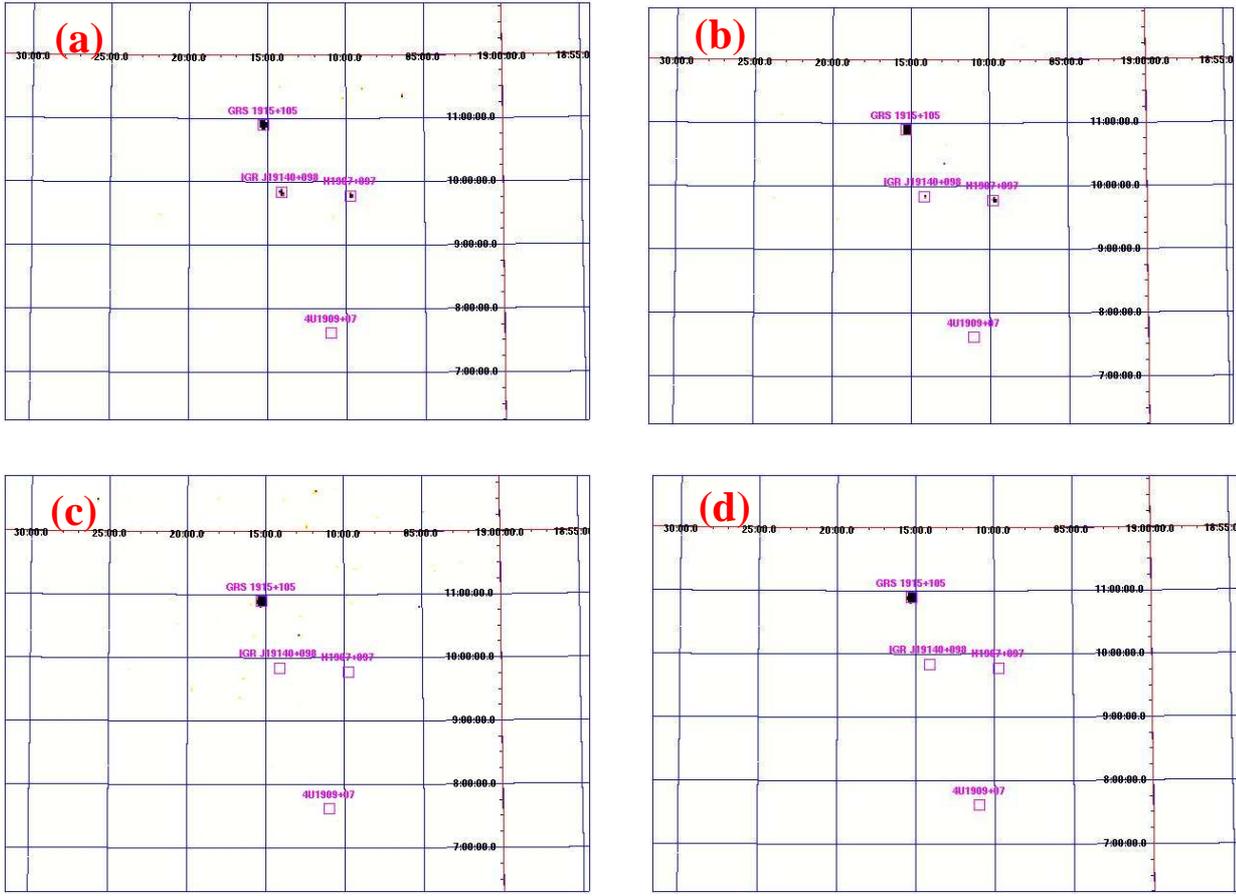


Fig. 22. Images mosaïques du champ de vue de JEM-X obtenues pendant la révolution 48 dans différentes bandes d'énergies en utilisant le "JEM-X off-line software" de (Lund *et al.* 2004) (*mid_i_b5*). La mosaïque a été réalisée en utilisant *mosaic_weight* de Chenevez *et al.* (2004). (a) : bande 14-35 keV, (b) : 8.4-14.2 keV, (c) : 4.2-8.4 keV, (d) : 3-4.2 keV. Les couleurs ont été inversées. On remarquera la chute du flux de la source à basse énergie.

les observations recensées. Ce décalage est représenté par le vecteur $-\vec{V}$ dans la figure 23 et atteint environ $37''$, soit $12''$ de plus que la dispersion d'origine statistique des mesures...

Reste alors à examiner le cas d'IGR J19140+0951 qui nous intéresse au premier chef : de la même manière que précédemment, on peut calculer la dispersion moyenne $\sigma_{IGR J19140+0951}$ sur les 12 observations. J'ai alors obtenu une valeur moyenne de $\sigma_{IGR J19140+0951} \simeq 1.05'^{41}$.

§ 32. Principes de la méthode et résultats

Pour obtenir la valeur finale de la position, il restait donc à régler le problème de décalage enregistré dans le traitement des données de JEM-X. Cette difficulté surmontée il restera alors à combiner cette dernière position avec celle donnée par IBIS.

- Pour ce qui concerne la déviation systématique, la solution adoptée a été une correction d'ordre 0 : cela consiste tout simplement à **translater** toutes les positions d'IGR J19140+0951 enregistrées par le vecteur \vec{V} . Avec ce principe là, GRS 1915+105, dont la position est connue précisément, sert d'**anc**re pour la localisation d'autres sources du champ de vue. Le lecteur pourra légitimement objecter que le décalage enregistré n'était

⁴¹en réalité, la dispersion n'est pas la même en RA et en Dec. On obtient ainsi $\sigma_{RA_{IGR J19140+0951}} = 1.2'$ et $\sigma_{Dec_{IGR J19140+0951}} = 0.9'$

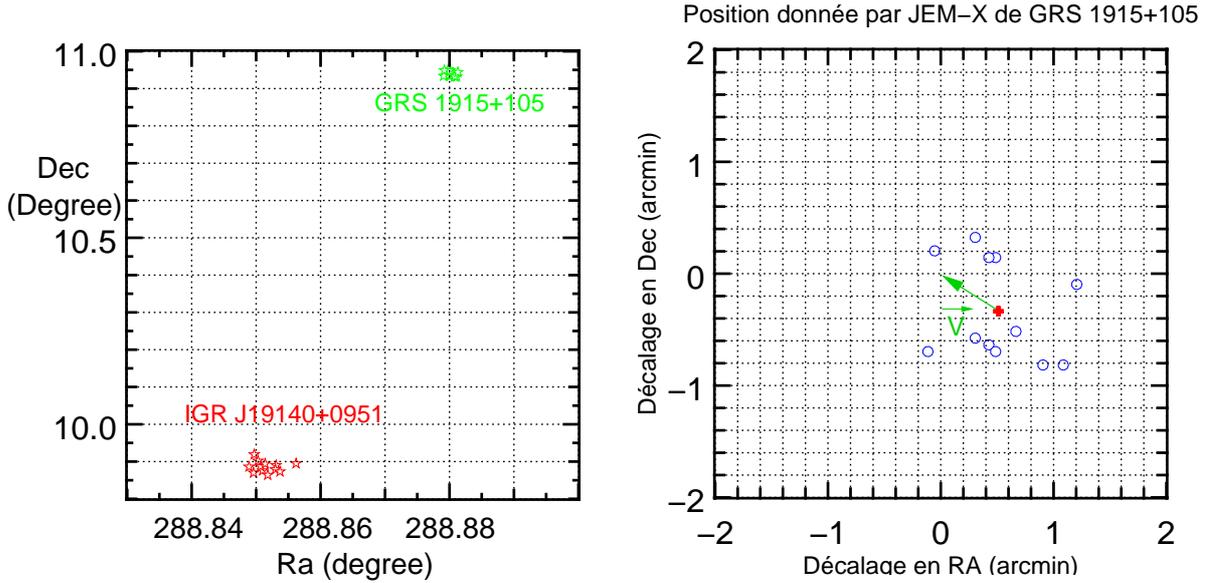


Fig. 23. À gauche : positions respectives de GRS 1915+105 (étoiles du bord supérieur gauche) et d'IGR J1914+0951 (étoiles du bord inférieur droit) lorsque cette dernière est détectée par JEM-X. On notera l'étalement plus fort des valeurs des positions pour IGR J1914+0951. À droite : Décalage systématique des positions données par le "JEM-X Off-line Software" de GRS 1915+105. La référence des axes est la position réelle de GRS 1915+105. Les cercles sont les 12 positions données par le programme et la croix représente la valeur moyenne. Le vecteur \vec{V} représente la différence entre la position réelle et la position moyenne donnée par JEM-X. Ses coordonnées sont $RA_{\vec{V}} = -31''$, $Dec_{\vec{V}} = +20''$ et sa norme vaut $\|\vec{V}\| \simeq 37''$.

peut-être pas dû uniquement à une translation, mais qu'il pouvait aussi se composer d'une rotation. Cependant, j'ai pu vérifier que celle-ci devait être négligeable, en appliquant le même raisonnement à H1909+097 qui était aussi présente dans le champ (cf figure 22). De cette manière, j'ai pu obtenir la nouvelle position d'IGR J1914+0951 corrigée de l'erreur systématique : $RA_{JEM-X} = 19^h 14^m 01^s \pm 1.7'$, $Dec_{JEM-X} = +9^\circ 53' 21'' \pm 1.7'$ (équinoxe J2000, erreurs à 90%).

- Pour la combinaison des données d'IBIS et de JEM-X, et en l'absence de connaissance de toute corrélation entre ces données, j'ai fait l'hypothèse d'indépendance de ces données entre elles⁴². De plus, j'ai supposé que les variables aléatoires positions données par JEM-X X_{JEM-X} et par IBIS X_{IBIS} suivaient chacune une loi normale centrée en leurs positions moyennes déterminées ci-avant.

À partir d'ici, on a deux choix : Soit on fait la moyenne simple de ces 2 positions (et l'erreur associée est alors égale à la moyenne quadratique des 2 erreurs), ce qui revient à supposer que la variable aléatoire moyenne X de la position est égale à la moyenne des variables aléatoires X_{JEM-X} et X_{IBIS} . Cependant, un tel choix est-il vraiment judicieux dans le problème qui nous intéresse?

En effet, si l'erreur sur la position d'un instrument était bien plus grande que l'autre, on aurait tendance à privilégier la position donnée par l'instrument avec la plus petite erreur. J'ai donc préféré effectuer une **moyenne pondérée** par les erreurs. Ainsi, on va

⁴²Hypothèse d'ordre 0 qui peut tout à fait être remise en cause : il s'agit de 2 instruments situés sur le même satellite tout de même...

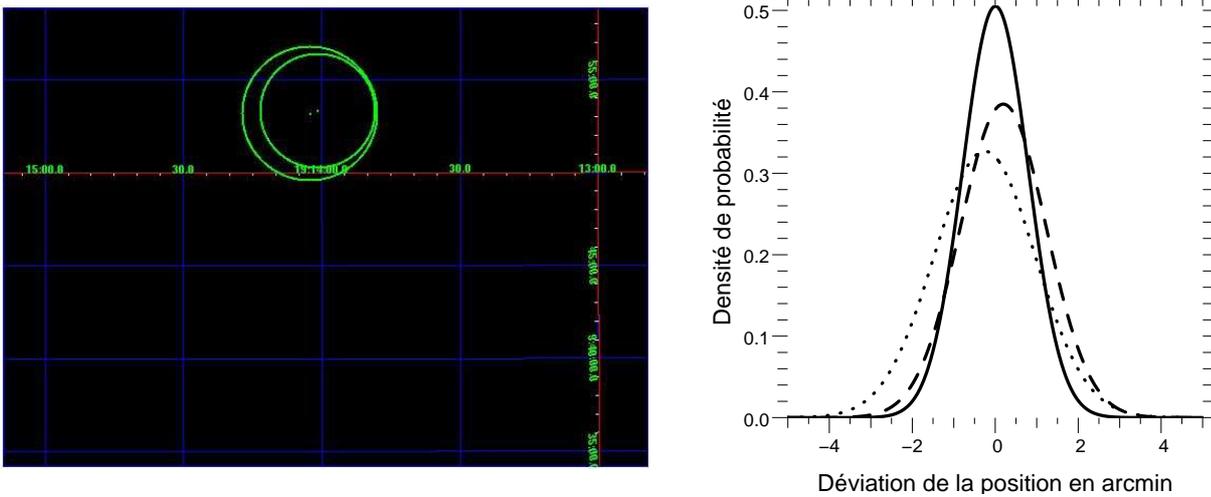


Fig. 24. Positions de la source et erreurs relatives dans le champ de vue d’*INTEGRAL*. À gauche : les 2 positions (points clairs) et leurs erreurs respectives à 90% (cercles clairs). Le cercle interne (resp. externe) correspond à l’erreur avec JEM-X (resp. IBIS). À droite : Densité de probabilité liée à la variable aléatoire position de la source dans l’hypothèse d’une distribution gaussienne. En pointillé : densité liée aux positions mesurées d’IBIS X_{IBIS} . En tiret : densité liée aux positions mesurées de JEM-X X_{JEM-X} . En trait continu : densité liée aux 2 mesures.

pouvoir obtenir la position P (P pouvant être la déclinaison ou l’ascension droite) :

$$(32.27) \quad P = \frac{P_{JEM-X}/\sigma_{JEM-X}^2 + P_{IBIS}/\sigma_{IBIS}^2}{1/\sigma_{JEM-X}^2 + 1/\sigma_{IBIS}^2}$$

et son erreur (toujours en ascension droite ou en déclinaison) σ liée aux deux mesures sera égale à :

$$(32.28) \quad \sigma = \sqrt{\frac{1}{1/\sigma_{JEM-X}^2 + 1/\sigma_{IBIS}^2}}$$

Une illustration graphique de ce principe est visible sur la figure 24 : on notera l’affinement de la densité de probabilité autour de la position moyenne (que j’ai fait figurer en tant qu’origine des abscisses du graphe), ce qui se traduit par une baisse de l’erreur sur la localisation. L’effet de pondération est visible en fonction de l’étroitesse d’un pic : plus celui-ci est large, moins celui-ci sera pris en compte car l’intensité de ce dernier sera alors d’autant moins fort.

La position finale d’IGR J19140+0951 obtenue par ce biais est alors : **RA = 19^h14^m02^s** et **Dec = +9°53.3’** (avec une erreur de 1.3’ à 90 %, équinoxe J2000), cf Cabanac *et al.* (2004a); Hannikainen *et al.* (2004).

Le paragraphe qui suit est dédié à l’article paru dans *Astron. & Astrophys.* où j’ai pu apporter ma contribution tant pour la rédaction de la partie “localisation” que par l’analyse des spectres résultants et la variabilité. Ces études ont par ailleurs été relatées dans divers articles de revues de conférences telles que Cabanac *et al.* (2004b) ou Cabanac *et al.* (2005).

3. Lettre publiée dans *A&A* : “Discovery of a new *INTEGRAL* source: IGR J19140+0951”

A&A 423, L17–L20 (2004)
 DOI: 10.1051/0004-6361:200400021
 © ESO 2004

**Astronomy
&
Astrophysics**

Letter to the Editor

Discovery of a new *INTEGRAL* source: IGR J19140+0951[★]

D. C. Hannikainen¹, J. Rodriguez^{2,3}, C. Cabanac⁴, J. Schultz¹, N. Lund⁵, O. Vilhu¹, P. O. Petrucci⁴, and G. Henri⁴

¹ Observatory, PO Box 14, 00014 University of Helsinki, Finland
 e-mail: diana@astro.helsinki.fi

² Centre d'Études de Saclay, DAPNIA/Service d'Astrophysique (CNRS FRE 2591), Bât. 709, Orme des Merisiers, Gif-sur-Yvette Cedex 91191, France

³ *INTEGRAL* Science Data Center, Chemin d'Écogia 16, 1290 Versoix, Switzerland

⁴ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, BP 53X, 38041 Grenoble, France

⁵ Danish Space Research Institute, Juliane Maries Vej 30, 2100 Copenhagen Ø, Denmark

Received 17 May 2004 / Accepted 1 July 2004

Abstract. IGR J19140+0951 (formerly known as IGR J19140+098) was discovered with the *INTEGRAL* satellite in March 2003. We report the details of the discovery, using an improved position for the analysis. We have performed a simultaneous study of the 5–100 keV JEM-X and ISGRI spectra from which we can distinguish two different states. From the results of our analysis we propose that IGR J19140+0951 is a persistent Galactic X-ray binary, probably hosting a neutron star although a black hole cannot be completely ruled out.

Key words. X-rays: binaries – X-rays: IGR J19140+0951 – gamma-rays: observations

1. Introduction

The European Space Agency's INTERNATIONAL Gamma-Ray Astrophysical Laboratory (*INTEGRAL*) was successfully launched on 2002 Oct. 17. The *INTEGRAL* payload consists of two gamma-ray instruments, two X-ray monitors and an optical monitor.

The Imager on Board the *INTEGRAL* spacecraft (IBIS, Ubertini et al. 2003) is a coded mask instrument designed for high angular resolution (12 arcmin, but source location down to 1 arcmin) imaging in the energy range from ~20 keV to ~10 MeV. Its total field of view is $29^\circ \times 29^\circ$ for zero response with a uniform sensitivity within the central $\sim 10^\circ \times 10^\circ$. The *INTEGRAL* Soft Gamma-Ray Imager (ISGRI, Lebrun et al. 2003) is the top layer of the IBIS detection plane, and covers the energy range from 13 keV to a few hundred keV.

The Joint European X-ray monitor, JEM-X (Lund et al. 2003), consists of two identical coded mask instruments designed for X-ray imaging in the range 3–35 keV with an angular resolution of 3 arcmin and a timing accuracy of 122 μ s. During our observation only the JEM X-2 unit was being used.

Since the start of normal observations in early 2003, *INTEGRAL* has discovered a number of new transient gamma- and X-ray sources. IGR J19140+0951 was discovered in the

region tangent to the Sagittarius spiral arm during observations targeted on GRS 1915+105 performed from 2003 March 6 through 7 (Hannikainen et al. 2003a). The position of the source (Hannikainen et al. 2003b) obtained with an early version of the *Offline Scientific Analysis* software (OSA) was within the error contour of a weak X-ray source EXO 1912+097 (Lu et al. 1996). A ToO performed on IGR J19140+0951 with the *Rossi X-ray Timing Explorer* allowed the absorption column density N_H to be estimated to $\sim 6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Swank & Markwardt 2003). Recently a (likely orbital) period of 13.55 days has been obtained from re-analysis of the *RXTE/All Sky Monitor* (Corbet et al. 2004), suggesting a binary nature of the source.

In this letter we report the details of the discovery of the source with *INTEGRAL*, study its temporal variability as well as spectral evolution on timescale ~30 min over this observation. In Sect. 2 we give the details of the data reduction methods that are employed in the course of this analysis. We then present our results in Sect. 3, giving in particular the most accurate position of the source (Cabanac et al. 2004), and discuss our findings in the last part of the letter.

2. Observations and data reduction

The *INTEGRAL* observation was undertaken using the hexagonal dither pattern (Courvoisier et al. 2003): this consists of a hexagonal pattern around the nominal target location (1 source on-axis pointing, 6 off-source pointings, each 2 degrees apart). The entire duration of a pointing (science window) is 2200 s,

[★] Based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data center funded by ESA and member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, and Spain), the Czech Republic, and Poland and with the participation of Russia and the US.

L18

D. C. Hannikainen et al.: Discovery of a new *INTEGRAL* source: IGR J19140+0951

but after applying a good time interval correction the effective exposure time is ~ 1700 s. The observations were continuous, except for a short slew between each science window.

The JEM X-2 data were reduced using OSA 3.0 software, following the standard procedure explained in the cookbook. This was especially useful for the spectral extraction. In this case we forced the extraction of data products for IGR J19140+0951, giving to the software the updated position of the source discussed in this letter. The resultant spectra were grouped so that each new bin contained a minimum of 60 counts, and systematic uncertainties (P. Kretschmar, priv. comm.) have been applied as follows: 10% between channels 59 and 96 (4–7.04 keV), and 2% above channel 97 (>7.04 keV).

The IBIS/ISGRI data were reduced using pre-OSA 4.0 version of the software. This new software includes the same core as OSA 3.0 except updated patches for `ibis_isgr_energy` (v5.1), `ibis_isgr_deadtime` (v4.2), `ii_shadow_build` (v1.4), `ii_shadow_abc` (v2.7), `ii_skyimage` (v6.7.2) & `ii_spectra_extract` (v2.2), which fix many of the OSA3.0 known issues. We made two runs of the software up to the IMA level, i.e. production of images. During the first run we extracted images from individual science windows in two energy ranges (20–40 keV, and 40–80 keV), as well as a mosaic in the same energy range. Figure 1 shows a zoomed IBIS/ISGRI image of the field of the new transient. The standard ISDC catalogue v13 was given as an input, and the software was let free to find the most significant peaks in the images. This provided us with the best position for the source which was used (together with the JEM-X position) to update the entry of IGR J19140+0951 in the standard catalogue. This first run was also used to identify the sources clearly seen during our observation (only 7 were detected in the 20–40 keV mosaic). We then created a second catalogue containing only those sources. This second catalogue was given as the input for the second run, and we forced the software to extract the source count rate in every science window at the position of the catalogue. Note that the same process was re-applied in the 20–40 keV and 40–80 keV energy ranges, to obtain the “true” lightcurves of the source. They are shown in Fig. 2. We then extracted spectra from each science window with the Least Square Method. A preliminary Crab-corrected response matrix rebinned to 16 spectral channels was used in the extraction process and then in the subsequent fitting process. The resultant spectra were further grouped so that each new bin had a minimum of 20 counts, while 5% systematics have been applied to all channels (Goldwurm et al. 2003). The spectra were then fitted in XSPEC v11.3, with a newly available ancillary response file (P. Laurent, priv. comm.). We retained the energy channels between 5 and 25 keV for JEM X-2 and those between 20 and 100 keV for ISGRI.

3. Results

3.1. Refining the position of IGR J19140+0951

The source was discovered soon after the observation began (Hannikainen et al. 2003b) in near real time data, using an early version of the software (OSA1.0). It was first

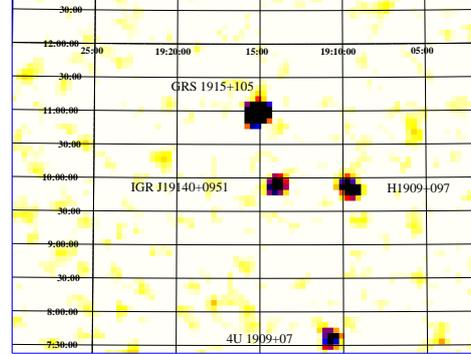


Fig. 1. The IBIS/ISGRI 20–30 keV image, showing the new source and three other sources in the field-of-view. GRS 1915+105 is bright in this energy range. The image is $\sim 7^\circ$ width and $\sim 5^\circ.3$ height. North is up and East is to the left. The other sources in the field are dealt with in Molkov et al. (2004).

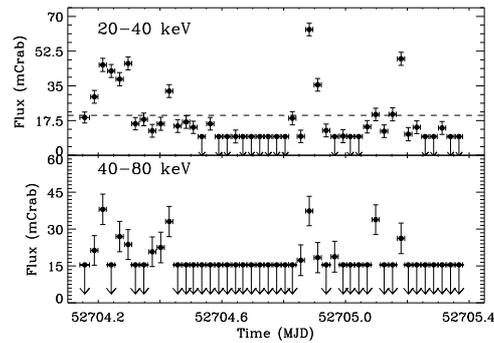


Fig. 2. The 20–40 keV (top) and 40–80 keV (bottom) ISGRI lightcurves. Each symbol represents a science window. The 3-sigma upper limits are denoted with an arrow. The dashed line in the upper panel indicates the 20 mCrab level.

spontaneously detected in science window 3 at a level of ~ 3 cts/s in the 20–40 keV (26 mCrab), and reached a level of ~ 6 cts/s (~ 52 mCrab) in the following science window. In the latter it was even detected above 40 keV, at a level of 2.4 cts/s (~ 35 mCrab). The source position had been obtained using only those science windows where the source was spontaneously detected by the software in ISGRI. Concerning the JEM X-2 data reduction, we used the “JEM-X offline software” (Lund et al. 2004) to constrain with more accuracy the new position.

We have refined the position using both JEM X-2 and ISGRI data. IGR J19140+0951 is clearly detected in nine independent science windows of the whole observing programme. Among them, the source was detected in two energy bands (8.4–14 keV and 14–35 keV) three times, thus we used those 12 independent detections to derive a best (JEM-X) weighted mean position of (J2000, errors at 1.64σ):

$$\text{RA} = 19^{\text{h}}14^{\text{m}}01^{\text{s}} \pm 9 \text{ s and Dec} = 9^\circ 53' 21'' \pm 1.3'.$$

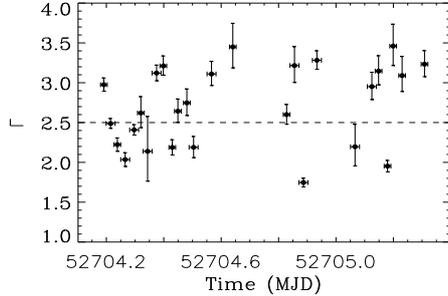


Fig. 3. The powerlaw photon index for the science windows for which a good fit was obtained. The horizontal dashed line shows the $\Gamma = 2.5$ level.

In the same way IGR J19140+0951 is clearly detected in IBIS/ISGRI mosaics (Fig. 1) in both energy ranges. We can derive a best (ISGRI) position of (J2000):

RA = $19^{\text{h}}14^{\text{m}}02.7^{\text{s}} \pm 2'$ and Dec = $9^{\circ}53'13'' \pm 2'$ (all errors are at the 90% confidence level, see e.g. Gros et al. 2003). From these two independent data sets we can estimate the most accurate (weighted mean) position of the source of:

RA = $19^{\text{h}}14^{\text{m}}02^{\text{s}}$ and Dec = $9^{\circ}53.3'$ (1.3' error at 90%, Cabanac et al. 2004). The source is 5.2' away from EXO 1912+097 (Lu et al. 1996). As the *EXOSAT* error box is 6' it is possible that the *EXOSAT* detection represents an earlier outburst of the source seen by *INTEGRAL*. The *EXOSAT* source was discovered using the demodulation technique (Lu et al. 1996), but besides this detection nothing is known about this source.

3.2. Temporal variability

Figure 2 shows the 20–40 keV and 40–80 keV lightcurves during Revolution 48. It is immediately apparent that the source is variable on the timescale of 2200 s (typical duration of a science window) during the observation. In the 20–40 keV range the source is detected at a flux higher than the $3\text{-}\sigma$ limit of 9–10 mCrab in 70% of the science windows. It is found at a level of ~ 20 mCrab in the 20–40 keV range 50% of the time, and undergoes flares on rather short timescales up to a level of 70 mCrab on one occasion. The flares in the 20–40 keV range are accompanied by flaring also in the 40–80 keV range, reaching levels of ~ 38 mCrab.

3.3. Spectral analysis

To begin our spectral analysis, we extracted spectra from each one of the 46 science windows from both JEM X-2 and ISGRI, as explained in Sect. 2. Based on the lightcurve shown in Fig. 2, we selected only the science windows where IGR J19140+0951 is clearly detected at a significance level greater than 3σ in the 20–40 keV range. We then fitted the JEM X-2 and ISGRI spectra simultaneously, with a simple model consisting of an absorbed power law. The value of N_{H} , was frozen to the value obtained with *RXTE*

(Swank & Markwardt 2003), i.e. $6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, since the useful energy range of JEM X-2 does not allow us to obtain a better constraint on this parameter. We did a first run with a multiplicative constant to account for cross-calibration of the instruments, but it was found to be very close to 1 in each spectrum. Therefore, in a second run no such constant was included. Figure 3 shows the results obtained for the science windows for which a good fit was achieved. This excludes three science windows.

To increase our statistics, we further averaged all the spectra from the science windows in which IGR J19140+0951 is found at a flux up to ~ 20 mCrab between 20 and 40 keV (Fig. 2; hereafter this spectrum is referred to as “faint”). In addition we also averaged together all the spectra where the source was found to be at a level of >20 mCrab (referred to as “bright”). The `FTOOL MATHPHA` was used to compute the true weighted average spectrum (K. Ebisawa, priv. comm.). Figure 4 shows the spectra obtained after the averaging processes. Although a simple model fits the single spectra well, it gives a relatively poor reduced chi square for the the average spectra (1.55 for 65 d.o.f. in the case of the “faint” spectrum, and 1.48 for 73 d.o.f., in the case of the “bright” spectrum).

Faint spectrum. Adding a blackbody to the simple powerlaw improves the fit to a reduced $\chi^2 = 1.19$ (63 d.o.f.). An F-test indicates that the blackbody component is required at a level greater than 99.99%. The temperature is $kT = 1.27^{+0.07}_{-0.08}$ keV and $\Gamma = 2.39 \pm 0.11$. The 2–20 keV (20–100 keV) unabsorbed flux is $9.80 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ($1.96 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). Figure 4 (left) shows the faint spectrum with the best-fit model.

Bright spectrum. The blackbody is only marginally required with an F-test probability of 92%. However, adding a high energy cutoff to the simple powerlaw improved the fit to a reduced $\chi^2 = 0.93$ which leads to an F-test probability of $>99.99\%$. The powerlaw photon index is 2.03 ± 0.04 . The cutoff energy is 49 ± 3 keV and the folding energy is 16^{+4}_{-7} keV. Since the cutoff in a powerlaw is attributed to thermal Comptonization we also fitted the bright spectrum with `comptt` (Fig. 4, right). Given the energy range, the temperature of the input photons was frozen to 0.5 keV. The electron temperature is $15.1^{+2.5}_{-1.6}$ keV and the optical depth of the plasma is $2.1^{+0.2}_{-0.3}$. The reduced χ^2 is 1.07 for 71 d.o.f. The 2–20 keV (20–100 keV) unabsorbed flux is $1.01 \times 10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ($5.39 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). Adding a blackbody and fixing its parameters to those of the faint spectrum leads to a very bad fit, ruling out a constant blackbody emission.

4. Discussion

The refined position has allowed us to perform an improved analysis of IGR J19140+0951 using both JEM-X and ISGRI data. In particular, this has enabled us to obtain the true ISGRI lightcurve on a timescale of ~ 2000 s as well as individual JEM X-2 and ISGRI spectra. The ISGRI lightcurve shows that the source is variable on the timescale of a science window, so this would imply a maximum size of the emitting region of $\sim 7 \times 10^{13} \text{ cm}$, i.e. ~ 4 AU. This, together with the newly-discovered period of 13.55 days, implies the Galactic

L20

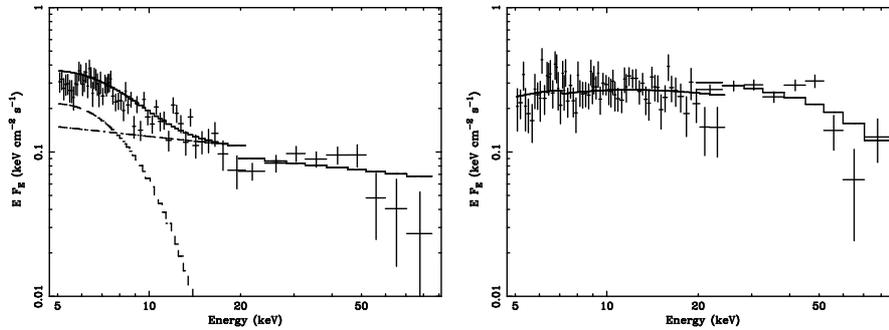
D. C. Hannikainen et al.: Discovery of a new *INTEGRAL* source: IGR J19140+0951

Fig. 4. The faint (*left*) and bright (*right*) spectra with the best-fit model superimposed, a blackbody + powerlaw for the faint spectrum and comptt for the bright spectrum.

origin of IGR J19140+0951. It is interesting to note that throughout the 100 ks observation, the source went from being undetectable in the *INTEGRAL* instruments to a level of 80 mCrab in the 20–40 keV ISGRI range. The variations appear to be not only related to a global change in luminosity but rather reflect changes in the emitting media – for example the appearance and possible disappearance of a blackbody component in the spectra. This is reminiscent of X-ray binaries (e.g. Tanaka & Shibazaki 1996) and the newly-discovered period of 13.55 days (Corbet et al. 2004) strongly points to the binary nature of IGR J19140+0951.

The spectral parameters obtained for this object could be consistent with both types for the primary, i.e. either a neutron star or a black hole. In fact, although neutron stars usually have a lower energy cutoff in their spectra, some black holes can show a cutoff as low as 30 keV (e.g. XTE J1550–564, Rodriguez et al. 2003). However, in the latter the low energy of the cutoff is accompanied by the very bright emission of soft X-rays (close to 1 Crab in the 1–10 keV range) which is not the case here. In addition, the main difference between a neutron star and a black hole in thermal Comptonization is related to the temperature of the electrons (Barret 2001). In the first phenomenological model we used, it is usually admitted that it is more the folding energy which is close to the electron temperature rather than the cutoff energy. In that case, IGR J19140+0951 manifests the expected difference for a neutron star compared to a black hole such as XTE J1550–564. This and the persistence of the source would point to a neutron star rather than a black hole. However, a black hole cannot be dismissed since the variations of the photon index (Fig. 3) are similar to those seen in GRS 1915+105 (e.g. Markwardt et al. 1999).

The high energy tail would represent the Comptonization of the soft photons on relativistic electrons. And indeed, the averaged bright spectrum is well fitted with a thermal Comptonization model. In addition to a variation in the blackbody, or thermal, component, the variations may also indicate transitions between thermal Comptonization and non-thermal or hybrid thermal-non-thermal Comptonization. The quality of our data does not allow us to answer more precisely these points; a longer accumulation of data in time is currently

underway with the aim to increase the statistics at especially the higher energies which in turn will allow us to address this question and the true nature of the compact object.

Further analysis of this source will be deferred to a later paper which will include the remaining *INTEGRAL* observations from both the Open Time programme and the Galactic Plane Scans of the Core Programme, plus multiwavelength coverage including e.g. the Nordic Optical Telescope and the VLA.

Acknowledgements. D.C.H. gratefully acknowledges a Fellowship from the Academy of Finland. J.R. acknowledges financial support from the French space agency (CNES). J.S. acknowledges the financial support of Vilho, Yrjö and Kalle Väisälä foundation. O.V. and J.S.H. are grateful to the Finnish space research programme Antares and TEKES. The authors wish to thank Ken Ebisawa for useful suggestions, and Aleksandra Gros and Marion Cadolle Bel for providing us with the most recent IBIS products. The authors also wish to thank the referee for useful comments.

References

- Barret, D. 2001, *Adv. Space Res.*, 28, 307
- Cabanac, C., Rodriguez, J., Hannikainen, D., et al. 2004, *ATel*, 272
- Corbet, R. H. D., Hannikainen, D. C., & Remillard, R. 2004, *ATel*, 269
- Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Beckmann, V., et al. 2003, *A&A*, 411, L53
- Goldwurm, A., David, P., Foschini, L., et al. 2003, *A&A*, 411, L223
- Gros, A., Goldwurm, A., Cadolle-Bel, M., et al. 2003, *A&A*, 411, L179
- Hannikainen, D. C., Rodriguez, J., & Pottschmidt, K. 2003a, *IAUC*, 8088
- Hannikainen, D. C., Vilhu, O., Rodriguez, J., et al. 2003b, *A&A*, 411, L415
- Lebrun, F., Leray, J.-P., Lavocat, P., et al. 2003, *A&A*, 411, L141
- Lu, F. J., Li, T. P., Sun, X. J., Wu, M., & Page, C. G. 1996, *A&AS*, 115, L395
- Lund, N., Budtz-Jørgensen, C., Westergaard, N. J., et al. 2003, *A&A*, 411, L231
- Lund, N., et al. 2004, *Proc. of the 5th INTEGRAL Workshop*
- Markwardt, C. B., Swank, J. H., & Taam, R. E. 1999, *ApJ*, 513, L37
- Rodriguez, J., Corbel, S., & Tomsick, J. A. 2003, *ApJ*, 595, 1032
- Swank, J. H., & Markwardt, C. B. 2003, *ATel*, 128
- Tanaka, Y., & Shibazaki, N. 1996, *ARA&A*, 34, 607
- Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L131

4. Commentaires

Dans cette section je me bornerai simplement à résumer en français les principaux résultats évoqués dans le papier précédent concernant la variabilité et le comportement spectral de la source.

§ 33. Variabilité et comportement spectral d'IGR J19140+0951

En sus des variations du flux sur quelques centaines de secondes perceptibles dans les données *RXTE*, l'analyse des données d'ISGRI a montré qu'à plus haute énergie on pouvait retrouver ce comportement erratique, toutefois à des échelles de temps plus grandes. Ainsi, les figures 2 et 3 de Hannikainen *et al.* (2004) montrent une variation significative du flux (du simple au double) ainsi que de l'indice en photon sur des durées de l'ordre de 2 ks (durée typique d'une scw). Le raisonnement de causalité implique donc que la région d'émission dans ces gammes d'énergie est inférieure à 4 unités astronomiques. Cette variabilité rapide favorise évidemment une origine galactique et la période de 13.55 jours trouvée suggère fortement l'émission par une binaire-X⁴³.

	Faible flux	Fort flux
Modèle <i>xspec</i>	wabs × (bb + po)	wabs × po × highcut ou wabs × comptt
χ^2 réduit	1.19 (63 d.d.l)	0.93 (72 ddl) ou 1.07 (71 d.d.l)
Γ	2.39 ± 0.11	2.03 ± 0.04 ou \emptyset
kT_{bb}	$1.27^{+0.07}_{-0.08}$ keV	\emptyset ou 0.5 keV (fixe)
E_{cut} ou kT_e	\emptyset	49 ± 3 ou $15.1^{+2.5}_{-1.6}$ keV
τ	\emptyset	\emptyset ou $2.1^{+0.2}_{-0.3}$
Flux 2-20 keV ^a	9.8×10^{-10} erg.s ⁻¹ .cm ⁻²	1.01×10^{-9} erg.s ⁻¹ .cm ⁻²
Flux 20-100 keV (cf note a)	1.96×10^{-10} erg.s ⁻¹ .cm ⁻²	5.39×10^{-10} erg.s ⁻¹ .cm ⁻²

Tab. 1. Modèles utilisés et valeurs des paramètres obtenus pour ajuster les spectres au mieux dans les états de faible ($\simeq 20$ mCrab) ou de forte luminosité (> 20 mCrab). Acronymes utilisés : wabs : absorption photoélectrique, po : Loi de puissance d'indice Γ , bb : corps noir de température kT_{bb} , highcut : coupure haute énergie, comptt : Modèle de comptonisation de photons thermique sur une couronne adapté de Titarchuk (1994)

^aFlux non absorbé, la valeur du N_H étant fixé à 6×10^{22} cm⁻², tirée de Swank & Markwardt (2003). En effet, le gain de JEM-X en dessous de 3 keV chute drastiquement, ce qui ne permet pas de contraindre proprement cette valeur.

En ce qui concerne les spectres, à la fois JEM-X et IBIS/ISGRI ont été utilisés et eu égard à la variabilité décrite auparavant, ceux-ci ont été triés suivant leur luminosité : les 19 spectres où le flux entre 20 et 40 keV est de l'ordre de 20 mCrab ont été additionnés ensemble ("faible flux"), et les 9 spectres où le flux est supérieur à 20 mCrab ("fort flux") ont été traités de même⁴⁴. Les résultats visibles dans le tableau 1 révèlent que la source passe très rapidement d'un modèle d'émission à un autre : notamment, la disparition rapide de la composante en corps noir peut être interprétée comme la signature d'une binaire X (Tanaka & Shibazaki 1996).

Par contre, les ajustements de ces spectres ne semblent pas pour l'instant permettre de totalement discriminer la nature de l'objet accrétant. Si l'énergie de coupure du spectre est relativement basse, comme chez la plupart des binaires à étoiles à neutrons, Rodriguez *et al.* (2003) ont montré que XTE 1550-564, qui est pourtant une binaire à trou noir, pouvait arborer des coupures à moins

⁴³Attention, des périodicités ont bien été trouvées dans des objets extragalactiques, mais ce sont souvent des périodes de l'ordre de la journée ou moins, tels que par exemple IRAS 18325-926 (Iwasawa *et al.* 1998) ($P_{1835} = 5.8 \times 10^4$ s), ou Mrk 766 (Boller *et al.* 2001) ($P_{1835} = 4.2 \times 10^4$ s) par exemple.

⁴⁴Les scw où le flux est en dessous du seuil de détection ne sont pas prises en compte.

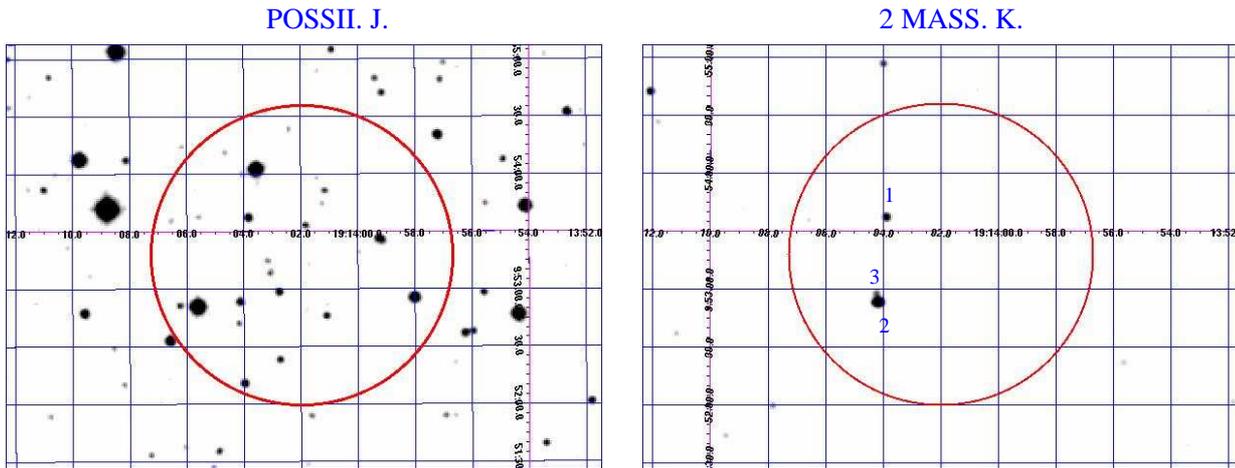


Fig. 25. Négatifs en “optique” de la région d’IGR J19140+0951. À gauche, relevé POSS (Observatoire du Palomar) en bande J et à droite relevé 2 MASS en bande K. Le cercle représente l’erreur à 90% de 1.3’ calculée au § 32. On observe trois contreparties probables en bande K, tandis qu’en optique (bande bleue) ce nombre s’élève à plus de 20. J’ai obtenu ces 2 images via Aladin.

de 30 keV⁴⁵. En fait, il vaut mieux se référer à la température des électrons comme paramètre pour pouvoir identifier plus correctement la différence entre un trou noir et une étoile à neutrons (cf Barret 2001). Or, dans ce cas-là et au vu du tableau 1, IGR J19140+0951 semble se comporter plus comme une étoile à neutrons que comme un trou noir. Pourtant, la rapide variabilité de l’indice en photon semble plus typique d’un objet comportant un trou noir comme GRS 1915+105.

§ 34. À la recherche de contreparties?

Pourquoi ai-je cherché à affiner la position? C’est surtout pour pouvoir trouver d’éventuelles contreparties optiques ou radios, un des buts pouvant ensuite être de contraindre la fonction de masse de l’étoile compagnon pour enfin estimer la masse de l’objet accrétant. On pourra noter cependant que la nouvelle position calculée au 2 est consistante avec une ancienne source découverte par *EXOSAT*, EXO 1912+097 (Lu *et al.* 1996; in’t Zand *et al.* 2006), et aussi présente dans les archives *BeppoSAX/WFC* (de 1996 à 2002, cf in’t Zand *et al.* 2004) suggérant encore que la détection par *INTEGRAL* n’était peut-être pas la première éruption de cette source ainsi que son caractère relativement persistant.

Concernant le domaine radio, des observations ont été conduites par le GMRT (à 0.61 et 1.28 GHz), mais aucune contrepartie significative n’a été observée dans la boîte d’erreur calculée à la section 2. Pandey *et al.* (2006) donnent alors une valeur supérieure au flux de la source qui doit se situer en dessous de 5.5 mJy.

Pour la recherche d’une éventuelle contrepartie optique, je me suis d’abord appuyé sur les données disponibles en libre accès telles que les catalogues en ligne de style Aladin. Le résultat est visible sur la figure 25. Le nombre de contreparties dépend ainsi de la bande dans laquelle on observe la région située à l’intérieur des 1.3’ de la boîte d’erreur : de 20 sources en bande J sur des plaques POSSII, on passe à 3 sources en bande K dans le catalogue 2MASS.

À ce stade, on ne peut plus à priori discriminer laquelle de ces 3 sources est susceptible d’être le compagnon éventuel d’IGR J19140+0951. Pour surmonter ce problème j’ai donc rédigé 2 propositions d’observations par XMM et Chandra afin de contraindre encore plus la boîte d’erreur (et aussi étudier le comportement à plus basse énergie). Mais celles-ci ont été refusées

⁴⁵Mais dans le cas de XTE 1550-564, cette coupure est accompagnée d’une très forte émission dans les X mous.

(classées "C") principalement à cause des observations déjà conduites par in't Zand *et al.* mais qui ont tardé à être analysées. Une coopération entre nos 2 équipes auraient évidemment été plus souhaitable. . .

Toujours est-il que in't Zand *et al.* (2006) ont trouvé, avec l'instrument ACIS-S, une seule source qui ressortait de façon significative dans la boîte d'erreur d'*INTEGRAL*. Sa position est de **RA = 19^h14^m04.232^s** et **Dec = +9°52'58.29"** (avec une erreur de 0.6" à 90 %, équinoxe J2000), ce qui la place à 39" à peine de la nouvelle position *INTEGRAL* calculée à la section 2.

Si on examine maintenant les contreparties optiques dans la boîte d'erreur *Chandra*, il apparaît alors seulement une source 2MASS, (2MASS 19140422+0952577, source n°3 dans la figure 25) dont l'étude spectrophotométrique fait apparaître un objet fortement rougis (ce qui est compatible avec la forte valeur de n_H trouvée en X). L'ajustement de la photométrie en bande V, I et K_s avec les modèles de Cox (2000) ne permet cependant pas de procéder à un bon ajustement des spectres avec des étoiles de type tardives.

Enfin de très récentes observations avec UKIRT (Hannikainen *et al.* 2007, soumis) puis le NTT (Nespoli *et al.* 2007) ont permis d'affiner la détermination du type spectral de la contrepartie 2MASS. Le spectre est ainsi dominé par deux raies en émission d'He I à 2.0581 μm et 2.1126 μm et de Bracket gamma en absorption (Hannikainen *et al.* 2007; Nespoli *et al.* 2007) tandis que l'He II semble absente (Nespoli *et al.* 2007). Ces derniers auteurs concluent que cette contrepartie est vraisemblablement de type B1I, tandis que la comparaison de la force relative des raies de He I et H I en bande H amène plutôt Hannikainen *et al.* à conclure qu'il doit s'agir d'une étoile de type B0.5 I. En tout état de cause si 2MASS 19140422+0952577 est bien la contrepartie optique de la source X, **IGR J19140+0951 serait une binaire-X à super-géante (SGXB).**

5

Une étude multi-instruments pour contraindre la nature de la source

Plan du chapitre

1. Introduction	67
2. “Unveiling the nature of the high energy source IGR J19140+0951”	68
3. Résumé de l’article et discussion	82
§ 35. <i>Nature de l’objet compact</i>	82
§ 36. <i>Type de système</i>	83

L’étude précédente d’IGR J19140+0951 a été faite, comme nous l’avons signalé à plusieurs reprises dans le chapitre précédent, en majorité avec les premières versions du logiciel de traitement des données d’*INTEGRAL*⁴⁶. De plus, l’essentiel du travail d’analyse a été réalisé sur les premières données disponibles avec *INTEGRAL*. L’objet de ce chapitre sera donc l’analyse en profondeur des observations qui ont suivi, avec l’apport de nombreuses données de *RXTE*. Je me contenterai donc de simplement décrire les tenants (en introduction) et les aboutissants (dans la section 3), le corps de l’analyse étant explicité dans notre article (Rodriguez *et al.* 2005).

1. Introduction

L’origine galactique et le caractère binaire étant quasiment assurés si on se réfère aux nombreux indices donnés dans Hannikainen *et al.* (2004), il reste pléthore de possibilités quant à la nature de la source en question. Plus précisément, celles-ci sont à priori au nombre de 4 selon les masses respectives de chacune des 2 composantes de la binaire : HMXB à trou noir (1) ou à étoile à neutrons (2), LMXB à trou noir (3) ou à étoile à neutrons (4)⁴⁷? L’objet principal de ce chapitre sera de déterminer laquelle de ces 4 hypothèses semble la plus privilégiée compte tenu des observations dans le domaine X, gammas mous (c’est l’objet de l’article suivant), mais aussi avec l’apport des observations dans le domaine optique en analysant brièvement le papier

⁴⁶À titre d’exemple, le motif en forme de “queue de serpent” dans les spectres de calibration entre 40 et 100 keV basés sur le Crabe n’a été corrigé que dans la version 4.0 d’OSA, ce qui a réduit les erreurs systématiques à moins de 2%.

⁴⁷La suite de l’examen d’IGR J19140+0951 pourrait ensuite consister à identifier à quelle sous-classe elle appartient, vu la dichotomie entre binaires Be et binaires standards pour les HMXB et la distinction entre source X transitoire et persistante dans les LMXB.

de in't Zand *et al.* (2006) à la section 3. J'ai personnellement contribué à cette étude tant par l'analyse spectrale des données d'*INTEGRAL* et PCA que temporelle (recherche éventuelle de QPOs ou de pulsations, à l'aide des `ftools` pour les données PCA mais aussi avec le programme que j'ai élaboré au cours de ma thèse et qui est évoqué dans la partie III pour les données IBIS), tout en collaborant activement avec J. Rodriguez et D. Hannikainen (séjours à l'ISDC). J'ai enfin participé aux discussions pour contraindre le type de l'objet primaire (étoile à neutrons ou trou noir?).

2. “Unveiling the nature of the high energy source IGR J19140+0951”

J'ai attaché dans cette section l'article publié dans A&A et dont je suis un des coauteurs.

A&A 432, 235–247 (2005)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20041854
 © ESO 2005

**Astronomy
&
Astrophysics**

Unveiling the nature of the high energy source IGR J19140+0951

J. Rodriguez^{1,2}, C. Cabanac³, D. C. Hannikainen⁴, V. Beckmann^{5,6}, S. E. Shaw^{7,2}, and J. Schultze⁴

¹ Centre d'Etudes de Saclay, DAPNIA/Service d'Astrophysique (CNRS FRE 2591), Bât. 709, Orme des Merisiers, Gif-sur-Yvette Cedex 91191, France
 e-mail: jrodriguez@cea.fr

² INTEGRAL Science Data Centre, Chemin d'Écogia 16, 1290 Versoix, Switzerland

³ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, BP 53X, 38041 Grenoble, France

⁴ Observatory, PO Box 14, 00014 University of Helsinki, Finland

⁵ NASA Goddard Space Flight Center, Code 661, Building 2 Greenbelt, MD 20771, USA

⁶ Joint Center for Astrophysics, Department of Physics, University of Maryland, Baltimore County, MD 21250, USA

⁷ School of Physics and Astronomy, University of Southampton, Southampton, SO17 1BJ, UK

Received 18 August 2004 / Accepted 21 December 2004

Abstract. We report on high energy observations of IGR J19140+0951 performed with *RXTE* on three occasions in 2002, 2003 and 2004, and *INTEGRAL* during a very well sampled and unprecedented high energy coverage of this source from early-March to mid-May 2003. Our analysis shows that IGR J19140+0951 spends most of its time in a very low luminosity state, probably corresponding to the state observed with *RXTE*, and characterised by thermal Comptonisation. In some occasions we observe variations of the luminosity by a factor of about 10 during which the spectrum can show evidence for a thermal component, besides thermal Comptonisation by a hotter plasma than during the low luminosity state. The spectral parameters obtained from the spectral fits to the *INTEGRAL* and *RXTE* data strongly suggest that IGR J19140+0951 hosts a neutron star rather than a black hole. Very importantly, we observe variations of the absorption column density (with a value as high as $\sim 10^{23}$ cm⁻²). Our spectral analysis also reveals a bright iron line detected with both *RXTE*/PCA and *INTEGRAL*/JEM-X, at different levels of luminosity. We discuss these results and the behaviour of IGR J19140+0951, and show, by comparison with other well known systems (Vela X-1, GX 301-2, 4U 2206+54), that IGR J19140+0951 is most probably a High Mass X-ray Binary.

Key words. X-rays: binaries – X-rays: individual: IGR J19140+0951 – accretion, accretion disks – gamma-rays: observations

1. Introduction

IGR J19140+0951 was serendipitously discovered during the first INTERNATIONAL Gamma-Ray Astrophysical Laboratory (*INTEGRAL*, Winkler et al. 2003) observation of the Galactic microquasar GRS 1915+105 (Hannikainen et al. 2003). Inspection of the high energy archives showed it to be the most likely hard X-ray counterpart of the poorly studied *EXOSAT* source EXO 1912+097 (Lu et al. 1996). Soon after its discovery a Target of Opportunity (ToO) was performed on IGR J19140+0951 with the *Rossi X-ray Timing Explorer* (*RXTE*). The preliminary spectral analysis of this ToO showed the source had a rather hard spectrum, fitted with a power law of photon index 1.6, and an absorption column density $N_{\text{H}} = 6 \times 10^{22}$ cm⁻² (Swank & Markwardt 2003). Recently timing analysis of the *RXTE*/ASM data revealed an X-ray period of 13.55 days (Corbet et al. 2004). This analysis showed that the source was detected even during the early days of the *RXTE* mission, which suggests that IGR J19140+0951 is a persistent X-ray source although most of the time in a faint state. In a companion paper (Hannikainen et al. 2004a, hereafter Paper I) we used the latest version of the *INTEGRAL* software to refine

and give the most accurate X-ray position of IGR J19140+0951 (see also Cabanac et al. 2004), which allowed us to obtain the most accurate X-ray/Gamma-ray spectra of the source. High energy spectral analysis of IGR J19140+0951 covering the period of its discovery, i.e. during *INTEGRAL* revolution 48, was presented for the first time. We have, in particular, shown, that during this observation, the source, although very variable, showed two distinct spectral behaviours. The first one manifests a thermal component (black body-like) in the soft X-rays, and a hard X-ray tail, whereas the second one is harder and can be interpreted as originating from thermal Comptonisation (Paper I).

Although it is very likely that IGR J19140+0951 is a Galactic object, the nature of the compact object is unclear. The spectral analysis presented in Paper I would tend to favour a neutron star, but no definite conclusion could be drawn from the data presented.

We report here observations of IGR J19140+0951 with *INTEGRAL* performed between March and May 2003, during a very well sampled and unprecedented high energy coverage of this source. To our *INTEGRAL* monitoring, we add the analysis

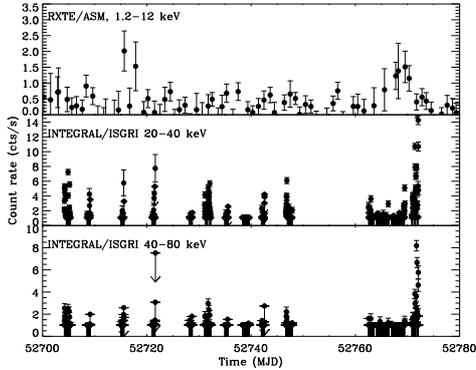


Fig. 1. *Top:* one-day average 1.2–12 keV *ASM* light curve. We show here only the data covering the 2003 March–May period. *Middle and bottom:* 20–40 keV and 40–80 keV *ISGRI* light curves over the same period. Note that the Crab luminosity corresponds to 75 cts/s for the *ASM*, and it is ~ 114 cts/s and ~ 67 cts/s for *ISGRI*, in the 20–40 and 40–80 keV ranges respectively.

of the March 2003 *RXTE* ToO, as well as the analysis of observations performed one year earlier on EXO 1912+097, and the first *RXTE* observation of a monitoring campaign we are currently leading on IGR J19140+0951, performed in April 2004. We describe the sequence of observations and the data reduction procedures in Sect. 2, and then present the results obtained from the different instruments in Sect. 3. The results are discussed in the last part of the paper.

2. Observations and data reduction

The 1.2–12 keV *RXTE/ASM*, 20–40 keV and 40–80 keV *INTEGRAL/ISGRI* light curves of the source covering the period of interest are shown in Fig. 1.

2.1. INTEGRAL

The main instruments on board *INTEGRAL* are IBIS (Ubertini et al. 2003), and SPI (Vedrenne et al. 2003). Both instruments use coded masks which allow γ -ray imaging over large Fields of View (FOV), $\sim 30 \times 30^\circ$ up to zero response. The Totally Coded FOV (TCFOV) is a smaller part within which the detector has the highest response. IBIS has a TCFOV of $9^\circ \times 9^\circ$, while that of SPI is 16° (corner to corner). The *INTEGRAL* Soft Gamma-Ray Imager (ISGRI, Lebrun et al. 2003) is the top layer of the IBIS detection plane, and covers the energy range from 13 keV to a few hundred keV.

The JEM-X monitors (Lund et al. 2003), consist of two identical coded mask instruments designed for X-ray imaging in the range 3–35 keV with an angular resolution of 3 arcmin and a timing accuracy of 122 μ s. The JEM-X FOV is smaller with a diameter of the fully-coded FOV of 4.8° . During our observation only the JEM-X unit 2 was being used.

We focus here on the monitoring of the source performed between its (re)-discovery by *INTEGRAL*, in March 2003

Table 1. Journal of the *INTEGRAL* observations presented in the paper. † (Mean) Angle between IGR J19140+0951 and the centre of the field of view. The total exposure represents the time spent by *INTEGRAL* on each field.

Rev. #	Start (MJD)	Stop (MJD)	Observing pattern	Total exposure	off-axis angle †
48	52 704.12	52 705.37	Hexagonal	101 ks	1.1°
49	52 708.45	52 709.16	5×5	55 ks	9.3°
51	52 715.00	52 715.66	5×5	55 ks	9.3°
53	52 720.95	52 721.62	5×5	55 ks	9.3°
56	52 728.04	52 728.79	5×5	55 ks	9.3°
57	52 731.04	52 732.29	5×5	101 ks	1.1°
58	52 734.91	52 735.62	5×5	55 ks	9.3°
59	52 738.29	52 739.41	Hexagonal	101 ks	1.1°
60	52 741.91	52 742.62	5×5	55 ks	9.3°
62	52 746.62	52 747.91	5×5	101 ks	1.1°
67	52 762.50	52 763.54	5×5	84 ks	4.9°
68	52 763.95	52 766.45	5×5	200 ks	4.9°
69_1	52 766.91	52 768.37	5×5	117 ks	4.9°
69_2	52 768.41	52 769.5	Hexagonal	88 ks	1.1°
70	52 770.79	52 772.08	5×5	100 ks	4.9°

(Hannikainen et al. 2003) and May 2003, during which we obtained an unprecedented high energy coverage of the source. The journal of the *INTEGRAL* observations is presented in Table 1. Among the data acquired by our team with GRS 1915+105 as the main target (e.g. Hannikainen et al. 2004b), we obtained data through exchange with several other teams. Therefore, while in the former group of observations IGR J19140+0951 is always in the totally coded FOV of IBIS (and thus in the FOV of JEM-X), in the latter group of data the source lies in any position of IBIS, and is most of the time outside the JEM-X FOV. Note that in addition to those guest observer data, IGR J19140+0951 was observed during *INTEGRAL* Science Working Team ToOs on GRS 1915+105 (Fuchs et al. 2003). Those data are also included in this study. It should be noted that an *INTEGRAL* observation consists of a sequence of pointings (or science windows, hereafter SCW) following a certain pattern around the main target of the observation on the plane of the sky (Courvoisier et al. 2003). The patterns are also reported in Table 1. The chosen pattern has some importance on the amount of useful data. For an on-axis source (or close to as is IGR J19140+0951 in our revolutions), the hexagonal pattern allowed us to have the source always in the JEM-X FOV, while this is not so for the 5×5 pattern. When the source is far off-axis, it may even be outside the FOV of IBIS in some SCW.

The JEM-X data were reduced using the Off-line Scientific Analysis (OSA) 4.1 software, following the standard procedure described in the JEM-X cookbook. Due to the faintness of IGR J19140+0951 we forced the source extraction at the position reported in Cabanac et al. (2004). We ran the analysis on all the revolutions considered here when IGR J19140+0951

Table 2. Level of systematic uncertainty applied to the spectral channels of the JEM-X spectra, and energy channel correspondence.

Channel	Energy (keV)	Systematic uncertainty (%)
58–79	4.00–5.76	5
80–89	5.76–6.56	2
90–99	6.56–7.36	7
100–109	7.36–8.16	5
110–119	8.16–9.12	4
120–129	9.12–10.24	5
130–149	10.24–13.44	4
150–159	13.44–15.40	6
160–169	15.40–17.64	5
170–179	17.64–20.24	8
180–189	20.24–22.84	7
190–197	22.84–25.52	9

was in the JEM-X FOV (48, 57, 59, 62, 67, 68, 69, 70) but only included the SCWs where the source was at an offset angle less than 5° . The level of systematic uncertainty applied to each spectral channel, and the energy-channel correspondence is reported in Table 2 (P. Kretschmar & S. Martínez Núñez, priv. comm.). The IBIS/ISGRI data were reduced using version 4.1 of the OSA software. The data reduction procedure is identical to the one described in Paper I, i.e. for each revolution we first ran the software up to the production of images and mosaics in the 20–40 and 40–80 keV energy ranges. The software was here free to find the most significant sources in the images. We then created a catalogue containing only the 9 brightest sources of the field (either detected in some of the revolutions or in all), and re-ran the software forcing the extraction of the count-rate of those sources. The data products obtained through the ISGRI pipeline therefore include 20–40 keV and 40–80 keV light curves (Fig. 1), with a time bin about 2200 s (typical length of a SCW). Rather than using the standard spectral extraction, we extracted spectra from images/mosaics accumulated at different times. This non-standard method and its validity is described in Appendix A.

First of all we restricted the spectral analysis to the times when the source was both in the IBIS and JEM-X FOV, i.e. revolutions 48, 57, 59, 62, 67, 68, 69 and 70. The distinction of the different times was defined from the 20–40 keV light curve (Fig. 1), on a SCW basis in a way similar to what is presented in Paper I. The distinction of different times to accumulate the data from is solely based on the level of luminosity of the source during a SCW. Although the level on which the distinction is made is rather arbitrary, our approach allows us to try to understand the origin of the variability on the time scale of a SCW by accumulating spectra of similar (hard) luminosity. Although this approach can hide and completely miss the spectral variations on smaller time scales, it is dictated by the need to accumulate a large number of JEM-X and IBIS spectra to obtain good constraints on the spectral parameters (e.g.

Paper I). Our PCA analysis (Sect. 3.2) shows that although the source can be variable on short time scales, the fitting of the average spectrum leads to a rather good representation of the physics underlying the source emission. Here due to a larger sampling of the source as compared to Paper I, it was possible to define more “states” to accumulate the spectra from, in order to understand better the origin of the variations and try to avoid possible mixture of different states together. We define here:

- The “ultra faint” state was accumulated from all SCW when the source had a 20–40 keV count rate (CR , measured in cts/s) < 1 .
- The “faint state” has a similar definition as in Paper I and was accumulated from all SCW where $1 \leq CR < 3$.
- The “bright state” corresponds to $3 \leq CR < 6$.
- The “ultra bright state” corresponds to the bright 20–40 keV flares, i.e. $CR \geq 6$.

We caution the reader that these definition of “states” have nothing to do with the standard definition of spectral states usually employed in studies of X-ray Binaries (e.g. Tanaka & Shibasaki 1996), and that they refer to luminosity in the hard X-rays. We thus extracted the source count rate and error from 20 bin mosaics accumulated during these four intervals as described in Appendix A. 6% systematics have been added to all spectral channels. The JEM-X individual spectra were averaged together following the same time distinction.

We also tentatively extracted SPI spectra following the standard method. However, the SPI angular resolution is about 2° , which renders the analysis of IGR J19140+0951 delicate given the proximity to GRS 1915+105, which is much brighter (Hannikainen et al. 2004b; Rodriguez et al. 2004a). In fact, an analysis of the SPI spectra showed that the parameters were consistent with those of GRS 1915+105. We therefore did not include the SPI data in our analysis.

The JEM-X & ISGRI spectra were then fitted in XSPEC v11.3.1, with latest rmf file for JEM-X (`jmx2_rmf_grp_0021.fits`), and the OSA 3.0 ISGRI matrices for IBIS (`isgr_rmf_grp_0010.fits`, `isgr_arf_rsp_0004.fits`). We retained the energy channels between 4 and 25 keV for JEM-X and those between 20 and 150 keV for ISGRI. Further rebinning of the JEM-X data was applied so that both ISGRI and JEM-X data give similar weight to the χ^2 statistics in the spectral fittings.

2.2. RXTE data

The field of IGR J19140+0951 has been observed 3 times with *RXTE* during pointed observations, the journal of which is summarised in Table 3. Two observations were truly dedicated to IGR J19140+0951, a public ToO, and an observation that is part of an on-going monitoring programme of the source. The third and oldest observation was dedicated to EXO 1912+097. Whether or not IGR J19140+0951 and the *EXOSAT* source are the same is beyond the scope of this paper, given that the best position of IGR J19140+0951 (Cabanac et al. 2004) is still consistent with the *EXOSAT* position of EXO 1912+097 (Lu et al. 1996). We assume in the following that the sources are the same.

Table 3. Journal of the *RXTE* observations discussed in the paper.
[†] Net 3–25 keV mean count rate (cts/s)/PCU, only the top layers of PCUs are considered.

Obs. #	MJD	Exposure	# PCU	Count rate/PCU [†]
1	52 394.08	3248 s	2	6.8
2	52 708.79	2848 s	4	6.6
3	53 087.50	6496 s	3	11.8

The *RXTE* data have been reduced with the *LHEASOFT* package v5.3.1, following the standard procedures for both *Proportional Counter Array* (PCA, Jahoda et al. 1996), and *High Energy Timing Experiment* (HEXTE, Rothschild et al. 1998) data. See e.g. Rodriguez et al. (2003a, 2004b) for the procedure of spectral extraction, and 2–40 keV (channel 5–92) high time resolution light curves. In addition, and since the source is quite weak, we further rejected times of high electron background in the PCA (i.e. times when the electron ratio in Proportional Counter Unit (PCU) #2 is greater than 0.1), and time during the passage through the South Atlantic Anomaly (i.e. we retained the times since $SAA > 30$ or < 0 min) to define the “good time intervals”, and used the latest background files available for faint sources. The spectra were extracted from the top layer of all PCUs turned on during each observation. In order to account for uncertainties in the response matrix we added 0.8% systematics below 8 keV, and 0.4% above (Rodríguez et al. 2003a). Note that during the three observations, the data formats were different resulting in different time resolutions for the timing study. We could explore the source temporal behaviour up to 64 Hz, 4000 Hz, and 124 Hz in Obs. 1, 2, and 3 respectively. For HEXTE, we separated on and off source pointings and carefully checked for any background measurement pointing on GRS 1915+105, and other close-by sources (XTE J1908+094, X 1908+075, & 4U 1909+07). We only used the pointings which were not contaminated by other sources as background maps. However, due to either the weakness of IGR J19140+0951 or the limited number of background maps, no HEXTE data can sensibly be used in our analysis. We therefore focus on a comparison of the PCA spectra obtained during the 3 observations. The spectra were fitted in XSPEC V11.3.1 (Arnaud 1996), between 3 and 25 keV.

3. Results

3.1. High resolution temporal analysis

We studied the PCA high resolution light curves in different frequency ranges given the different time resolution of the different data format, in order to investigate the time variability and search for Quasi-Periodic Oscillations. We produce 2–40 keV Power Density Spectra (PDS) on an interval length of 16 s. Our PDS were normalised according to Leahy et al. (1983). The lower boundary of the PDS is 0.0625 Hz in each case while the higher boundary is 64 Hz, 4000 Hz, and 128 Hz for Obs. 1, 2 and 3 respectively. The 3 PDSs are well fitted with constants with best values 1.999 ± 0.007 ($\chi^2_\nu = 1.10$ for 117 d.o.f.), 2.002 ± 0.001 ($\chi^2_\nu = 1.09$ for 199 d.o.f.)

and 2.004 ± 0.004 ($\chi^2_\nu = 0.84$ for 139 d.o.f.) (error at the 90% confidence level), compatible with the expected value for purely Poisson noise. In case a High Frequency QPO (HFQPO) is present it usually has a higher rms amplitude at energy higher than ~ 5 –7 keV. We also produced a PDS in the 7–20 keV range from Obs. 2, and analysed it between 0.0625 Hz and 4000 Hz. A single constant fits the PDS well, with best value 2.000 ± 0.001 (at 90% confidence level), again indicative of purely Poisson noise.

Using

$$R = \sqrt{2 \times n_\sigma \times \frac{S+B}{S^2} \frac{\Delta\nu}{T}} \quad (1)$$

where R is the fractional rms amplitude, S is the source net rate, B is the background rate, T and $\Delta\nu$ are the exposure time and the width of the QPO, one can estimate the 3σ upper limit on the detection of any QPO at any frequency, during the 3 observations. The limiting amplitude being proportional to the square root of the width, the limit for a sharp QPO will be lower than that of a broad feature. The most constraining results are obtained for Obs. 3, for which the limit on the presence of a $Q(= \nu/\Delta\nu) = 10$ low frequency feature is comprised between 1.5% ($\nu = 0.0625$ Hz) and 6.5% ($\nu = 20.0$ Hz). This puts tight constraints on the presence of such a feature since those low frequency QPOs are usually observed to have a rather high fractional amplitude (e.g. 5–30%, McClintock & Remillard 2004). For high frequency QPOs, however, the situation is reversed. With the help of Eq. (1), we obtain a limit of 17.4% for a 200 Hz QPO during Obs. 2. This means that if such a feature was present (in the 100–300 Hz range for a black hole and in the kHz range for a neutron star) then we would miss it. This is even true for a $\sim 15\%$ rms HFQPO as sometimes detected in some Atoll sources (Swank 2004).

3.2. Spectral analysis

3.2.1. Simultaneous JEM-X/ISGRI spectral analysis

Over a total of 450 SCW, covering revolutions 48, 57, 59, 62, 67, 68, 69 and 70, IGR J19140+0951 is found in the “ultra faint” state during 271 SCW (60.2%), it is in the “faint state” during 130 SCW ($\sim 28.9\%$), in the “bright state” during 37 SCW (8.2%), and in the “ultra bright” state during 12 SCW ($\sim 2.7\%$). However, due to the 5×5 observing pattern (Courvoisier et al. 2003) and mean off axis angle during revolutions 67, 68, beginning of 69, and 70 (Table 1), the source is outside of the JEM-X FOV, during a large part of these revolutions. For the sake of consistency, we extracted mean spectra from the time when IGR J19140+0951 is in both the ISGRI and JEM-X FOV. However, in doing so some statistical sensitivity is lost especially at high energies, and we completely miss the flare occurring at the end of revolution 70 (Fig. 1). Finally, the selection based on the availability of JEM-X (good) data leads to effective exposures of ~ 15 ks, ~ 55 ks, ~ 186 ks, and ~ 400 ks for the “ultra bright”, “bright”, “faint”, and “ultra faint” states respectively. In all our spectral fits a constant was included to take into account the cross calibration uncertainties, and was found at a similar value.

Table 4. Best fit parameters obtained for the “Faint state” observed with *INTEGRAL*. Errors are given at the 90% level. Fluxes are in units of $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

bbody+po	kT or kT_e	Γ or τ	χ^2_ν	Unabs. flux	
	(keV)		(d.o.f.)	1–20 keV	20–200 keV
	1.51 ± 0.07	$2.35^{+0.15}_{-0.08}$	1.36 (45)	2.24×10^{-9}	5.19×10^{-10}
bbody+comptt	21^{+1}_{-8}	$1.3^{+0.2}_{-1.0}$	1.07 (44)	1.83×10^{-9}	4.26×10^{-10}

Following the procedure presented in Paper I, we first fitted the spectra from both instruments simultaneously, with a simple model consisting of an absorbed power law. The value of N_{H} , was frozen to the value obtained with *RXTE* (Swank & Markwardt 2003), i.e. $6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, since the useful energy range of JEM-X does not allow us to obtain a better constraint on this parameter. We note, however, that this parameter may change from one observation to the other (see our *RXTE* spectral analysis below), but the results of our 4–150 keV spectral analysis remain largely unchanged, this energy range being largely unaffected by absorption.

Since significant evolution at least in terms of luminosity, and possibly in terms of spectral parameters (Paper I) is expected, we present here the results of the spectral fits to the different “states” separately.

“**Ultra Faint State**”: the source is not detected in any of the spectral channels of our ISGRI mosaic. Therefore it is not possible to construct a spectrum. We therefore did not include these data in our analysis since consistent comparison with the other states was not possible (mainly due to the lack of constraints on the possible hard tail, cut-off etc.)

“**Faint State**”: the simple power law model gives a poor fit to the data with a reduced chi square $\chi^2_\nu = 2.56$ (47 d.o.f.). Following the results from Paper I, we added a black body component to the power law. This component is required at more than 5σ . The best fit parameters are reported in Table 4. Replacing the power law by a cut-off power law (cutoffpl hereafter CPL) slightly improves the fit (the cut-off is required at just the 3σ level), but the cut-off energy is poorly constrained ($E_{\text{cut}} = 44^{+44}_{-18}$ keV) (all along the text errors are given at the 90% confidence level). A good fit is also achieved with a simple power law and a Gaussian ($\chi^2_\nu = 1.26$ for 44 d.o.f.). The photon index is compatible ($\Gamma = 2.32^{+0.06}_{-0.08}$) with the value obtained with the former model. The line parameters are those reported in Table 8. Note that the large uncertainty on the line parameters, its large width and normalisation could indicate a possible mixing of line and the black body emission, as will be discussed in Sect. 3.2.4. This possibility could explain well the inability of our fits to converge to sensible results when trying to fit the data including both the black body and the Gaussian.

We tentatively replaced the phenomenological models with more physical models of Comptonisation. Using the `comptt` model (Titarchuk 1994) alone does not provide a good fit to the data. As in the previous case, adding a black body component improves the fit significantly. The temperature of the seed photon for Comptonisation tends to too low values to be constrained. It is therefore frozen to 0.3 keV. The black body

temperature is consistent with that obtained with the phenomenological model ($kT = 1.42 \pm 0.06$ keV). Note that if a Gaussian instead of the black body is added to the `comptt`, a good fit can be achieved, but the parameters of the line are not physically acceptable (the centroid tends to too low a value, while the width is too high). The JEM-X and ISGRI spectra are plotted with the `comptt`+bbody model superimposed in Fig. 2, left panel.

“**Bright State**”: here again the simple model of an absorbed power law does not fit the data well ($\chi^2_\nu = 2.78$ for 47 d.o.f.). A cut-off component is not required at a high level ($\geq 3\sigma$). A black body and a simple power law does not provide a good fit to the data. In fact, an alternative model of a power law with high energy cut-off and a Gaussian line provides a good fit to the data. The addition of the Gaussian leads to an improvement $\Delta\chi^2 = 36$ for $\Delta\text{d.o.f.} = 3$. The best fit parameters for this state are reported in Table 5, while the line parameters are discussed in Sect. 3.2.4. Note that besides the presence of the line, the spectral parameters are consistent with those presented in Paper I.

Fitting the data with the `comptt` alone leads to $\chi^2_\nu = 2.04$ for 45 d.o.f. Again a black body component is marginally detected ($\geq 3\sigma$). As with the phenomenological model, the fit is greatly improved if a Gaussian instead of the black body is added to the `comptt` model. The Gaussian parameters are compatible with those found with the phenomenological model. Note that the temperature of the seed photon for Comptonisation is too low to be well constrained. We therefore fixed it at 0.3 keV. The best fit parameters are reported in Table 5, while the spectra are shown in Fig. 2 middle panel.

“**Ultra Bright State**”: as in the other “states” the single component model does not represent the data well ($\chi^2_\nu = 3.61$ for 47 d.o.f.). A high energy cut-off is required at more than 5σ . Adding a black body does not bring significant improvement. On the other hand, adding a Gaussian improves the fit slightly ($\Delta\chi^2 = 15$ for $\Delta\text{d.o.f.} = 3$). The best fit parameters are reported in Table 5, while the line parameters are discussed in Sect. 3.2.4. Note that alternative models involving black body emission (either with a Gaussian and/or a high energy cut-off) do not provide a good description of the data. As in the “Bright” state the `comptt` provides an acceptable fit if a Gaussian is added to the model. The temperature of the seed photons for Comptonisation is again fixed at 0.3 keV. The line parameters are consistent with those found with the phenomenological model. The best fit parameters are reported in Table 5, while the broad band spectrum is shown in Fig. 2 right panel.

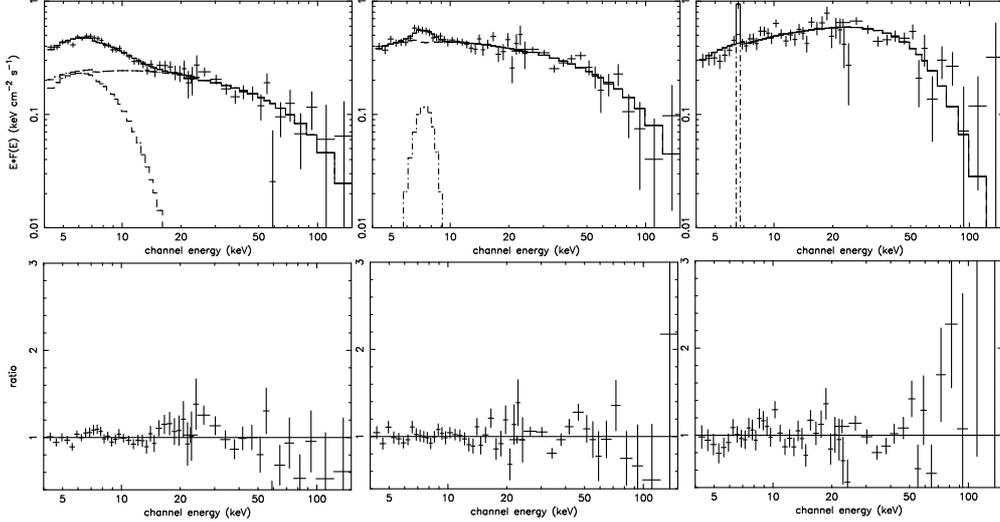


Fig. 2. *INTEGRAL*/*JEM-X* and *ISGRI* spectra with the best (physical) model superimposed in each case (see the text for details). The different component of the models (*comptt*, black body or Gaussian) are also plotted. From left to right, the panel correspond to the “Faint state”, the “Bright state”, the “Ultra bright state”. The vertical axis is in $\nu - F_\nu$ units. The lower panels represent the ratio between the model and the data in each of the “states”.

Table 5. Best fit parameters obtained with the different spectral model for the “Bright”, and “Ultra Bright” states observed with *INTEGRAL*. Errors are given at the 90% level. Fluxes are in units of $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Note that a Gaussian line is included in the fit in all models. CPL stands for *cutoffpl* in *XSPEC* terminology

State	Model	Γ	E_{cut} or kT_e (keV)	τ	χ^2_ν (d.o.f.)	Unabs. flux	
						1–20 keV	20–200 keV
Bright	CPL	$2.05^{+0.08}_{-0.14}$	71^{+29}_{-17}		1.48 (43)	2.52×10^{-9}	7.32×10^{-10}
	<i>comptt</i>		$22.0^{+15.6}_{-5.0}$	$1.2^{+0.5}_{-0.6}$	1.44 (43)	2.42×10^{-9}	7.12×10^{-10}
Ultra Bright	CPL	$1.37^{+0.14}_{-0.07}$	$27.1^{+6.7}_{-4.7}$		1.49 (43)	1.93×10^{-9}	9.54×10^{-10}
	<i>comptt</i>		$11.2^{+0.8}_{-0.5}$	$2.97^{+0.36}_{-0.15}$	1.75 (43)	2.09×10^{-9}	1.03×10^{-9}

3.2.2. PCA spectral analysis

During the 3 *RXTE* observations the source was dimmer than when detected with *INTEGRAL* (see e.g. the differences between Figs. 2 and 3). We fitted the spectra with the same spectral models, first a simple absorbed power law, or simple absorbed black body or disc black body. While the latter models give a poor description of the data, the former (after addition of a Gaussian at ~ 6.4 keV to account for an excess due to Fe K complex emission) represents the data well for Obs. 1 and 2. The addition of the Gaussian leads to $\Delta\chi^2 = 56$, $\Delta\chi^2 = 101$ for $\Delta\text{d.o.f.} = 3$ in Obs. 1 and 2 respectively. The best fit parameters are reported in Table 6. The equivalent absorption column density (N_{H}) was let free to vary in all spectral fits, and we note a slight decrease of N_{H} from Obs. 1 to Obs. 2, the latter being consistent with the results reported by Swank & Markwardt (2003).

The simple power law+Gaussian model fails to represent Obs. 3 ($\chi^2_\nu = 3.0$, 44 d.o.f.). Replacing the power law by a CPL

leads to a good fit, an F-test indicates the cut-off is required at more than 5σ . Note that the CPL alone does not provide a good fit to the data ($\chi^2_\nu = 2.85$ for 46 d.o.f.). The value of N_{H} is slightly lower than during Obs. 2 (Table 6). Because a cut-off power law is usually interpreted as a signature of thermal Comptonisation, we replaced the phenomenological model by the *comptt* model. This more physical model represents the data well, but we note, however, that due to the 3 keV lower boundary of the PCA spectra, the input photon temperature is very poorly constrained (< 1.12 keV at 90%, if it is left as a free parameter). We then froze this parameter to 0.3 keV in a second run. The best parameters are reported in Table 6. We note here that the value of N_{H} is more consistent with that obtained during Obs. 2. The line parameters are discussed in Sect. 3.2.4.

We then re-performed the fits to Obs. 1 and 2, either adding a high energy cut-off (with *highcut*) or replacing the power law by a CPL. The improvement to the fits is only marginal (just at the 3σ level) for Obs. 1, and $\geq 3\sigma$ for Obs. 2, therefore

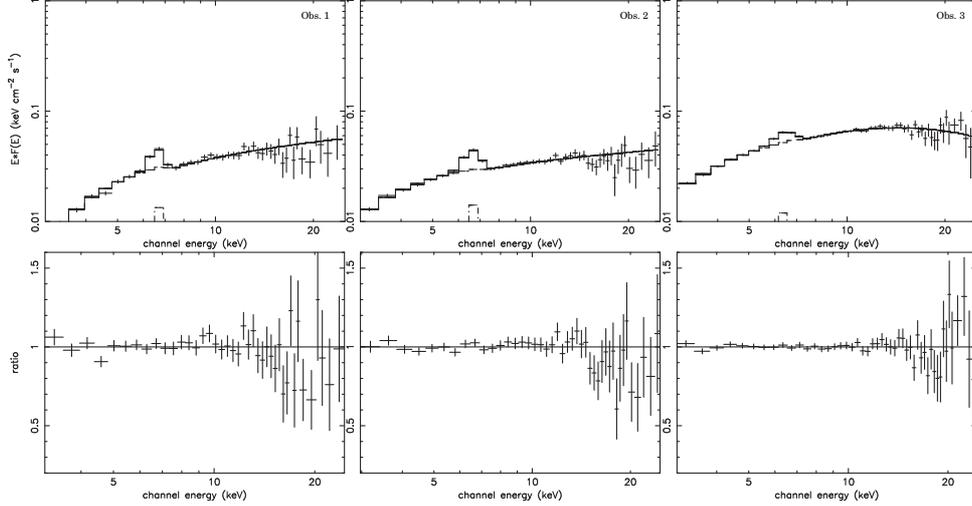


Fig. 3. *RXTE/PCA* spectra of EXO 1912+097/IGR J19140+0951 with the best fit model superimposed: a Gaussian at ~ 6.5 keV, plus an absorbed power law for the left and middle one, and an absorbed power law with a high energy cut-off for the right one. The spectra are time ordered from left to right (1 year separation). The Gaussian is represented in all 3 spectra. Note that the same vertical scale as that of Fig. 2 is employed to facilitate the comparison. The lower panels represent the ratio between the best model and the data.

Table 6. Best fit parameters obtained from the spectral fits to the *RXTE/PCA* data. The errors are reported at the 90% confidence level. PL stands for power law, CPL for `cutoffpl` in XSPEC terminology.

Obs. Number	Model	N_{H} $\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$	Γ	E_{cut} or kT_e (keV)/(keV)	τ (keV)/	unabs. 1–20 keV flux $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	χ^2_{ν} (d.o.f.)
1	PL	10.1 ± 2.0	1.64 ± 0.11			1.60×10^{-10}	0.95 (42)
2	PL	$5.8^{+1.4}_{-1.3}$	1.74 ± 0.08			1.47×10^{-10}	0.99 (42)
3	CPL	$3.85^{+1.2}_{-1.5}$	$0.98^{+0.17}_{-0.21}$	$13.7^{+3.9}_{-2.6}$		2.37×10^{-10}	0.95 (40)
	<code>comptt</code>	$5.8^{+0.9}_{-1.0}$		$5.0^{+0.5}_{-0.4}$	$5.3^{+0.5}_{-0.4}$	2.42×10^{-10}	0.99 (43)

not at high significance. We also replaced the phenomenological models by `comptt`, and although a good fit is achieved the parameters (especially the electron temperatures) are found to be quite high and very poorly constrained. The three spectra and the best fit models (simple power law for the first two and CPL for Obs. 3) are plotted in Fig. 3, together with the ratio between the model and the data.

Since the model parameters (especially the power law photon index) are strongly correlated to the value of N_{H} , we represent the error contours of the photon index Γ vs. the value of N_{H} , for the three observations in Fig. 4.

In addition to the simple power law fit, and in order to compare with the results from the fits to the *INTEGRAL* data, we tentatively fitted the spectra with the `comptt` model. The best fit parameters are reported in Table 6.

3.2.3. A closer look at RXTE observation 3

Since the 16 s PCA light curve shows that the source is very variable on short time scales, we separated the observation into

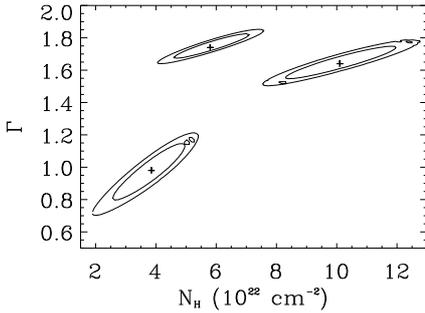
two periods, one corresponding to the low and steady flux (second interval in Fig. 5 left), and the other one corresponding to the high flux and large variations (third interval in Fig. 5 left).

We applied the same (simple) models as discussed in the previous section. While for the first interval a simple absorbed power law (plus a Gaussian) fits the data well, the same model yields a poor fit for the second ($\chi^2_{\nu} = 3.48$ (44 d.o.f.)). A cut-off improves the fit, and is required at more than 5σ . The best fit results are reported in Table 7, while the spectra and best fit models are shown in Fig. 5. In this case again the `comptt` fits the data well. The temperature of the seed photons is again fixed at 0.3 keV. As for the global spectrum, we remark that the absorption column returned from the fit with this model is slightly higher than the value obtained with CPL.

We note a significant evolution of the absorption column density and of the power law photon index between the two intervals. In order to check whether the evolution of both was real, we re-performed the fits freezing N_{H} to its mean value (Table 6). The spectral parameters obtained for both fits are compatible with those found leaving all parameters free to vary,

Table 7. Best fit parameters to the PCA fits of the two intervals from Obs. 3.

Interval	Model	N_{H} $\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$	Γ	E_{cut} or kT_e (keV)	τ	unabs. 1–20 keV flux $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	χ^2_{ν} (d.o.f.)
1	PL	$2.5^{+1.0}_{-1.3}$	$1.86^{+0.06}_{-0.10}$			1.09×10^{-10}	0.87 (44)
2	CPL	$5.4^{+1.0}_{-1.2}$	$0.86^{+0.15}_{-0.18}$	$11.9^{+2.3}_{-1.8}$		3.45×10^{-10}	0.83 (43)
	comptt	$7.0^{+1.0}_{-1.2}$		4.7 ± 0.3	$5.8^{+0.6}_{-0.4}$	3.84×10^{-10}	0.92 (43)

**Fig. 4.** Error contours for the column density (N_{H}) and the power law photon index (Γ) derived from the fits to the three *RXTE*/PCA spectra. The crosses mark the location of the best fit values, and the 68% and 90% confidence contours are shown.

except the power law photon index which tends to a softer value in interval 1 ($\Gamma = 2.11 \pm 0.05$), and a to harder one for interval 2 ($\Gamma = 1.38 \pm 0.03$). Since N_{H} and Γ are tightly correlated, we also re-performed the fit freezing Γ to its mean value, and allowing N_{H} to vary. While for interval 2 the spectral parameters obtained in this case are close to the ones obtained when everything is free to vary, this method yields a poor fit for interval 1. We take these results as evidence that both Γ and N_{H} vary between both intervals. Note that this likely variation of the absorption is reinforced by the variations of N_{H} we observe between Obs. 1, 2 and 3 (Table 6).

3.2.4. The iron line

As mentioned previously in all the *INTEGRAL* and *RXTE* spectra, an iron $K\alpha$ fluorescence line is required in the spectral fits. The parameters of the line obtained from the spectral fit to each observation are reported in Table 8. Note that these are obtained from the fits with the phenomenological models, but no significant differences are found in the spectra where a *comptt* model is used. One could wonder whether the line is intrinsic to IGR J19140+0951 itself, or whether it could originate from the Galactic background. The main argument that points towards an origin intrinsic to the system is that if the line was due to the Galactic ridge, we would expect its flux to be roughly constant. This is obviously not the case here.

It is interesting to note that in almost all cases, (except in the “Bright” and “Faint” states), the parameters inferred for the line could be indicative of a narrow line, rather than a broad line. In fact for both instruments the upper limit on the line

width indicates that we are limited by the instrumental spectral resolution. The case of the faint and bright states seem different since our fits indicate a broad line (Table 8). Our spectral fits to the *INTEGRAL* data (Sect. 3.2.1) indicate that the “Bright” state is spectrally intermediate between the “Faint” state and the “Ultra-bright” one, as we will discuss further below. In particular in the soft X-rays (4–8 keV), a black body component could be present in the spectra of the “Bright” state, and represents the data well for the faint state. In both cases, a fit to the data with a black body and a Gaussian (besides the power law) does not converge on sensitive parameters for either of the components. The broad line we found instead could be indicative of a “mixture” of faint black body emission (poorly constrained given the 4 keV lower boundary of our fits) and a Gaussian line. This possibility is compatible with the evolution between the three *INTEGRAL* “states”, as clearly seen of Fig. 2, where black body emission dominates the soft X-ray in the “Faint state” (when either no line is needed or a very broad one), to the “Ultra Bright” state, where no black body is detected, and with a good constraint on the line.

4. Discussion

4.1. A neutron star primary?

We performed a thorough spectral analysis of the *INTEGRAL* source IGR J19140+0951 using a well-sampled high energy monitoring with *INTEGRAL* in 2003 March–May, and adding 3 *RXTE* observations performed at different epochs. As already observed (Paper I), IGR J19140+0951 is highly variable on timescales from months down to hours, and it can show variations on shorter timescales as seen during *RXTE* observation 3 (Fig. 5). This behaviour is reminiscent of Galactic X-ray binaries (XRB), and our deep analysis further confirms the Galactic nature of IGR J19140+0951, already proposed in other publications (Paper I, Corbet et al. 2004).

When observed with *RXTE*, the source was dim, with a 1–200 keV (unabsorbed) luminosity of $\sim 3.4 \times 10^{36} \times (D/10 \text{ kpc})^2 \text{ erg/s}$ (Obs. 3), and a spectrum typical of Comptonisation of soft photons by a low temperature plasma ($kT \sim 5 \text{ keV}$) with a relatively high optical depth ($\tau \sim 5$). This could correspond to the “ultra faint state” which seems to be the state in which the source spends most of its time as indicated by our *INTEGRAL* monitoring. During the *INTEGRAL* observations, the luminosity is up to about 10 times higher, with a maximum of $\sim 3.7 \times 10^{37} \times (D/10 \text{ kpc})^2 \text{ erg/s}$. Here significant spectral evolution is observed since in one case a bright thermal component may be present in the soft X-rays while it is either marginal or not detected in the other “states” defined

J. Rodriguez et al.: On the nature of IGR J19140+0951

243

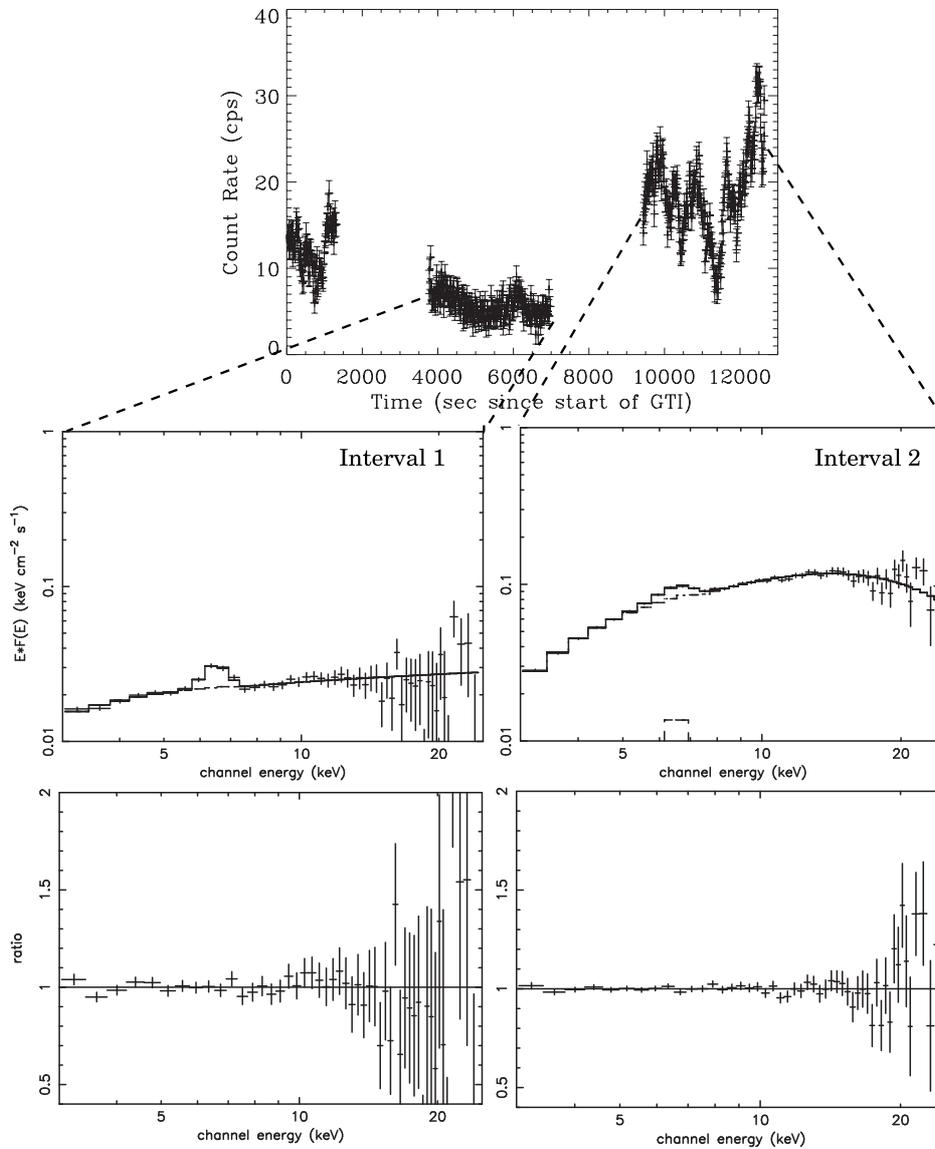


Fig. 5. *Top:* 2–40 keV PCA (Top Layer of PCU 2) light curve of Obs. 3. *Middle and bottom: left:* PCA 3–25 keV spectrum of interval 1, and its best fit model, the ratio between the model and the data is represented below. *Right:* same as left but for interval 2. Note that the same vertical scale is employed in both to facilitate the comparison.

from the ISGRI light curve. A clear pivoting between the three *INTEGRAL* spectra is clearly visible (Fig. 2). The phenomenological models may indicate a spectral transition from something resembling a standard soft state to a hard state (Tanaka & Shibazaki 1996), as seen in BHC, but the temperature of the black body, and the parameters of the Comptonisation,

especially during the faint *RXTE* observations are more comparable to those of a neutron star primary. The spectral parameters obtained from our fits during the “Bright state” indicate that it is spectrally intermediate between the “Faint” state and the “Ultra bright” state (Tables 4 and 5). A hint for a black body component is indeed found here, although the best fit involves

Table 8. Parameters of the iron line obtained from the spectral fits to the *INTEGRAL* and *RXTE* data. Obs. 1, 2, 3 refer to the average *RXTE* spectra, while Obs. 3 low and high refer to the sub interval presented in Sect. 3.2.3. Errors are given at the 90% confidence.

Obs.	E_{centroid} (keV)	Width (σ) (eV)	Flux ($\times 10^{-4}$ ph/cm ² /s)	Eq. width (eV)
Faint State	$6.5^{+0.4}_{-0.8}$	1683^{+587}_{-445}	125^{+81}_{-39}	1560
Bright State	$7.2^{+0.4}_{-1.3}$	785^{+1299}_{-691}	50^{+112}_{-21}	535
Ultra Bright State	6.6 ± 0.2	<475	43^{+19}_{-17}	410
Obs. 1	6.53 ± 0.12	<518	$3.2^{+1.1}_{-0.9}$	385
Obs. 2	6.56 ± 0.10	375^{+211}_{-363}	$3.5^{+0.9}_{-0.8}$	469
Obs. 3	$6.37^{+0.13}_{-0.17}$	419^{+180}_{-181}	$3.5^{+1.6}_{-0.9}$	258
Obs. 3 low	$6.44^{+0.12}_{-0.15}$	<641	$2.1^{+0.8}_{-0.6}$	388
Obs. 3 high	$6.36^{+0.13}_{-0.08}$	460^{+276}_{-296}	$4.7^{+2.2}_{-1.4}$	213

an iron line. The large width of the latter, and the inability of our fits to converge when trying to model the spectra with both the line and the black body, tend to indicate that the huge line is in fact a mixture of a narrower feature with a fainter and cooler thermal component, for which no constraints can be obtained with the 4 keV lower boundary of our spectral analysis.

In order to try to constrain the primary type, we first compare the source luminosity with that of other known Galactic XRBs. To do so we plotted the 20–200 keV vs. 1–20 keV luminosities for the brightest *INTEGRAL* and *RXTE* states, at three different distances and over-plotted it with those presented in Barret et al. (1996) (Fig. 6).

It is clear from Fig. 6 that, unless the source is at a large distance of 20 kpc or beyond, it always falls in the “X-ray burster box”, except for the *INTEGRAL* point at 10 kpc, which is exactly half way between the 2 standard states of Cyg X-1. However the delimitation between the two regions is purely empirical and based on measurements made up to 1996, on a sample of X-ray bursters only for the neutron stars (which at the time of writing were the only known neutron star X-ray binaries with hard X-ray tails extending to at least 100 keV). Since then, Di Salvo et al. (2001) have indeed shown that some neutron star systems, could definitely lie outside this so called “X-ray burster box”. Therefore unless a very high luminosity hard tail is found, the fact that a source lies outside the “X-ray burster box” is not a definite proof for a black hole binary (Di Salvo et al. 2001). In addition, the spectral parameters we obtain from our spectral fits in all “states” are radically different from those usually observed in black hole binaries (e.g. McClintock & Remillard 2004), even in their quiescent states (e.g. Kong et al. 2002). This is particularly true for the parameters of the cut-off energy, or equivalently the electron temperature which are in agreement with those presented by Barret (2000) in the case of neutron star primaries.

As already pointed out in another system (4U 2206+54 Torrejón et al. 2004), we note that during the “Faint” state the black body temperature is high, while the source luminosity is not very high (although higher than in 4U 2206+054). Following the procedure presented by Torrejón et al. (2004),

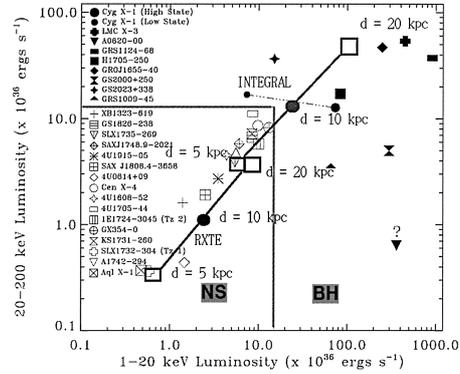


Fig. 6. IGR J19140+0951 luminosities as obtained from the spectral fits presented in this paper, and comparison with the “classification” proposed in Barret et al. (1996). The two continuous lines ending with squares indicate the positions of IGR J19140+0951 as obtained in this study with *INTEGRAL* and *RXTE* assuming three different distances (open squares are at 5 and 20 kpc, filled circles are at 10 kpc) for IGR J19140+0951. Based on Barret et al. (1996), systems with neutron star primaries would rather lie in the bottom left corner (“X-ray burster box”) of the plot, whereas system with black hole binaries would lie outside this box (see however di Salvo et al. 2001).

we can estimate the radius of the black body emitter following $R_{\text{bb}} = 3 \times 10^4 \times d_{\text{kpc}} \sqrt{f^{\text{bol}}/(1+y)/kT_{\text{bb}}}$ (in’t Zand et al. 1999), where y is the Compton parameter $y \propto kT_e \tau^2$, f^{bol} the “bolometric” flux and kT_{bb} the black body temperature. Using the values found in our study (expanding the flux to the 0.1–200 keV range following in’t Zand et al. 1999), we obtain $R_{\text{bb}} = 0.999 \times d_{\text{kpc}}$ km. We remark here a factor of 2 discrepancy between Torrejón et al. (2004) and in’t Zand et al. (1999), the values given in the former are the diameter of the black body emitter, but this does not change their conclusions. This value implies that even at a very far distance (e.g. 20 kpc, therefore outside of our Galaxy, which appears rather unlikely), the black body radius is consistent with the radius of a neutron star.

4.2. Possible type of the system

The absorption column density ($N_{\text{H}} \sim 3\text{--}10 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) of IGR J19140+0951 derived from the spectral fits to the *RXTE* data is much higher than the Galactic absorption towards the source ($1.26 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ Dickey & Lockman 1990). This favours an absorption intrinsic to the object, and therefore the presence of absorbing material in the vicinity of the compact object. The variations of the absorption (Fig. 4 and Table 7) also point toward an absorption intrinsic to the source. This is in fact similar to what is observed in IGR J16320-4751 (Rodríguez et al. 2003b), or 4U 1700-37 (Borison et al. 2003), in which the absorption is seen to vary by a factor of about 2 in the former source (a most likely High Mass X-ray Binary HMXB; Rodríguez et al. 2003b) and 10 in the latter (a dynamically confirmed HMXB). The presence of absorbing material is consistent with the detection of a (cold) iron line. It is interesting to note that although when comparing Obs. 1, 2 and 3, the iron line fluxes are all comparable within the uncertainties (Table 8), while N_{H} varies significantly, the line flux is much stronger in Obs. 3 high (interval 2), than in Obs. 3 low (interval 1), i.e. it is stronger here when N_{H} is higher. In addition, there seems to be a tight correlation between the 1–200 keV (unabs.) flux of IGR J19140+0951 and the flux of the line although the case of the “Faint” state does not obey this relation, and the parameters of the line are poorly constrained in the “Bright” state. This relation, and the relative constancy of the line energy in most of the cases suggest that the line is produced through fluorescence in a cold medium as in e.g. Vela X-1 (Ohashi et al. 1984). In addition, the intensity of the iron line during the *INTEGRAL* observations is comparable to the intensity observed in the HMXB GX 301-2 at a similar flux (Saraswat et al. 1996). In the latter system the line width (measured with *ASCA*) was consistent with the instrumental spectral resolution, which seems to be the case in IGR J19140+0951, although the energy resolution of both *RXTE*/PCA and *INTEGRAL*/JEM-X is very poor in comparison to that of *ASCA*/SIS. These similarities between different systems would tend to indicate IGR J19140+0951 is an HMXB, rather than a system containing a low-mass secondary star (LMXB). Finally we observe that the hardest spectra (i.e. those for which the electron temperature or the cut-off energy is the highest) are observed at higher luminosities, which again is very similar to the HMXB 4U 2206+54 (Masetti et al. 2004), and rather contrary to what observed in the case of LMXB (Barret 2001).

Independently, the temporal variability on timescale ~ 1000 s is very similar to the HMXBs 4U 2206+054 (Nereguela & Reig 2001), 2S 0114+65 (Yamauchi et al. 1990), and Vela X-1 (Kreykenbohm et al. 1999). In these systems, this variability is commonly interpreted as due to random inhomogeneities in the accretion flow (e.g. Masetti et al. 2004 and references therein). The level of variability from 0.06 Hz on is compatible with what was found in 4U 1700-37 (Borison et al. 2003) or 4U 2206+54 (Nereguela & Reig 2001), i.e. the variability is compatible with purely Poisson noise. In the former source significant aperiodic variability is detected only below 0.01 Hz, although a 13 mHz QPO is detected at a fractional amplitude 4.0% (Borison et al. 2003). As discussed in Sect. 3.1,

if such a feature was present in IGR J19140+0951, it should have been detected at least in *RXTE* Obs. 3. In 4U 2206+54, on the other hand, significant aperiodic variability is seen below ~ 0.06 Hz. However, no QPOs are detected in this system. Again the similarity of the behaviour of IGR J19140+0951 with that of confirmed HMXB, would tend to argue in favour of a high mass secondary star in IGR J19140+0951 and therefore X-ray luminosity due to wind accretion onto the compact object.

The hypothesis of IGR J19140+0951 being a HMXB is again in good agreement with the relatively large value of the orbital period of 13.55 days (Corbet et al. 2004), since HMXBs have usually higher orbital period than LMXBs. Note that this is not a definite proof since some LMXB can have large orbital period as e.g. GRS 1915+105 and GRO J1744-28 with ~ 33 days and ~ 12 days, respectively. The fact that the modulation is sinusoidal (Corbet et al. 2004) would tend to indicate a high inclination system (i.e. the orbital plane almost parallel to the line of sight) rather than variations of the X-ray flux due to perigee passage of the compact object in a highly eccentric orbit.

Finally, it should be noted that IGR J19140+0951 lies in the direction of the Sagittarius arm of our Galaxy, which is a region rich of high mass/young stars, and therefore HMXBs. This location could provide another indirect support for IGR J19140+0951 being a HMXB, as proposed for 3 similar sources lying in the Norma arm (Revnivtsev 2003). This arm is located about 2 kpc from the Sun, and if IGR J19140+0951 was associated with this region its luminosity as obtained from our spectral fit ($10^{35}\text{--}10^{36} \text{ erg s}^{-1}$) would be completely consistent with that of the aforementioned HMXB/neutron star binaries, as Vela X-1.

5. Conclusion

We have presented a detailed study of the hard X-ray properties of IGR J19140+0951 observed at different times with *INTEGRAL* and *RXTE*. From a well-sampled monitoring of the source in 2003 March–May, we deduced that IGR J19140+0951 spends most of its time in a low luminosity state, which likely corresponds to the state observed with *RXTE* on three occasions. The source spectrum is characteristic for thermal Comptonisation, and on one occasion we have evidence for a black body component in the spectrum. From the comparison of the spectral properties of IGR J19140+0951 with those of other XRBs, we suggest that this system hosts a neutron star rather than a black hole.

The source spectra show evidence for a variable intrinsic absorption which indicate that the compact source is embedded in a dense cloud. This and the detection in all our spectra of a bright (and thin) iron line, whose flux is higher in the higher luminosity states points towards radial accretion from a stellar wind. Therefore it is very likely that IGR J19140+0951 is a HMXB, with properties similar to those of other well known HMXB.

The arguments presented in the present study are, however, only indicative, none of them being definite. In particular the identification of counterparts at other wavelengths

of the electromagnetic spectrum should allow one to truly confirm the nature of the system and/or the compact object. Such a study is, however, not possible at the moment given the relatively large error on the position of the source. Observations with high resolution X-ray satellites, such as *Chandra* or *XMM-Newton*, should permit a better position to be found, counterparts to be searched for, and possibly determine whether IGR J19140+0951 is indeed the same source as EXO 1912+097. In addition such a study should permit one to obtain much better constraints on the absorption and line parameters.

Acknowledgements. The authors acknowledge M. Cadolle-Bel, A. Goldwurm, A. Gros, P. Kretschmar, A. Paizis, S. Martínez Núñez & R. Walter for useful discussions and help with the INTEGRAL data reduction, and the anonymous referee for helpful comments, and the suggestion of describing the spectral extraction in more detail, which helped to improve the paper. We also acknowledge P. Lubinski for useful discussions on the spectral extraction methods, and for sharing some results with us prior to publication. JR is very grateful to T. E. Strohmayer and the RXTE help desk for appreciable help on the PCA confusion issue, and J. Swank for triggering the RXTE 2003 ToO. JR acknowledges financial support from the French space agency (CNES). DCH gratefully acknowledges a fellowship from the Academy of Finland. SES is supported by the UK PPARC. J.S. acknowledges the financial support of Vilho, Yrjö and Kalle Väisälä foundation and is grateful to the Finnish space research programme Antares and TEKES. This paper is based on observations with INTEGRAL, an ESA project with instruments and science data centre funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain), Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA. This research has also made use of data obtained through the High Energy Astrophysics Science Archive Center Online Service, provided by the NASA Goddard Space Flight Center

Appendix A: ISGRI Spectral extraction from images

Principle of the method

Numerous issues with OSA, which remains under development, are reported on the ISDC website¹ Of particular relevance to this work: “*ii_spectra_extract* runs per science window and in case of weak sources, addition of many spectra obtained for the different science windows may give a bad total spectrum. Spectral reconstruction is very sensitive to the background correction. In certain cases running the imaging procedure on several (large) energy bands can provide a better spectrum”.

We therefore extracted the spectra of IGR J19140+0951 using a method based on the count rates extracted from the images. For the whole data set (only restricted to the SCW where the source is less than 5° from the center of the FOV), we ran the software up to the IMA level. We extracted the products 20 energy bins defined such that they match exactly the boundaries of the redistribution matrix file (rmf). The energy bands are 20.65–24.48,

24.48–28.31, 28.31–32.14, 32.14–35.97, 35.97–39.8, 39.8–43.36, 43.36–49.38, 49.38–53.21, 53.21–57.04, 57.04–60.87, 60.87–68.52, 68.52–76.18, 76.18–87.67, 87.67–99.16, 99.16–122.14, 122.14–150.86, 150.86–196.82, 196.82–300.22, 300.22–518.5, 518.5–1000 keV. Note that the energy ranges above ~300 keV are of limited use for most of the sources.

Once this is finished, for each SCW, the intensity, exposure, variance and significance maps of the field are obtained in each of the aforementioned energy ranges. The average count rate, $F(E_i, \alpha, \delta)$, in the energy range E_i , over a list of p SCW, at the position (α, δ) of a given source is given by:

$$F(E_i, \alpha, \delta) = \frac{\sum_{j=1}^p \frac{F_j(E_i, \alpha, \delta)}{\text{var}_j(E_i, \alpha, \delta)}}{\sum_{j=1}^p \frac{1}{\text{var}_j(E_i, \alpha, \delta)}} \quad (2)$$

where $F_j(E_i, \alpha, \delta)$ is the count rate in SCW # j , in the energy range E_i at a (sky) position (α, δ) , and $\text{var}_j(E_i, \alpha, \delta)$ is the associated variance value.

Repeating Eq. (2) from $i = 1$, to $i = 20$ (in our case) allowed us to obtain the source spectrum over the given list of SCW.

Validity of the method: Estimate of a Crab spectrum

In order to validate our method, we extracted a Crab spectrum following the same method. In order to be even more rigorous, we restricted our comparison to Crab observations performed with *the same observing pattern as most of our observations*, i.e. a hexagonal pattern. However we point out that a check on an arbitrary pattern gave similar and consistent results. The validation of the spectral extraction method is currently a work in progress and detailed results and issues will be presented in a forthcoming paper (Lubinski et al. in prep.). In general, and for what concerns this work, the discrepancy between the standard spectral extraction and this new method does not exceed 5% (Lubinski, priv. comm.). Our particular spectral analysis of the Crab using both methods showed that the spectral parameters were compatible within 1% for the photon index, within about 5% for the normalization, and the 20–200 keV flux discrepancy is about 2%.

References

- Arnaud, K. A. 1996, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby, & J. Barnes, ASP Conf. Ser., 101, 17
- Barret, D., McClintock, J. E., & Grindlay, J. E. 1996, *ApJ*, 473, 963
- Barret, D. 2001, *Adv. Space Res.*, 28, 307
- Borison, B., Vrtilek, S. D., Kallman, T., & Corcoran, M. 2003, *ApJ*, 592, 516
- Cabanac, C., Rodriguez, J., Hannikainen, D., et al. 2004, *ATel*, 272
- Corbet, R. H. D., Hannikainen, D. C., & Remillard, R. 2004, *ATel*, 269
- Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Beckmann, V., et al. 2003, *A&A*, 411, L53
- Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Di Salvo, T., Robba, N. R., Iaria, R., et al. 2001, *ApJ*, 554, 49
- Fuchs, Y., Rodriguez, J., Mirabel, I. F., et al. 2003, *A&A*, 409, L35
- Hannikainen, D. C., Rodriguez, J., & Pottschmidt, K. 2003, *IAUC*, 8088

¹ See the known issues at:
http://isdc.unige.ch/Soft/download/osa/osa_sw/osa_sw-4.1/osa_issues.txt

- Hannikainen, D. C., Rodriguez, J., Cabanac, C., et al. 2004a, *A&A*, 423, L17, Paper I
- Hannikainen, D. C., Vilhu, O., Rodriguez, J., et al. 2004b, Proc. of the 5th INTEGRAL workshop held in Munich, February 2004, ESA SP-552 [arXiv:astro-ph/0405349]
- in't Zand, J. M., Verbunt, F., Strohmayer, T. E., et al. 1999, *A&A*, 345, 100
- Jahoda, K., Swank, J. H., Gilmes, A. B., et al. 1996, Proc. SPIE, 2808, 59
- Kong, A. K. H., McClintock, J. E., Garcia, M. R., Murray, S., & Barret, D. 2002, *ApJ*, 570, 277
- Kreykenbohm, I., Kretschmar, P., Wilms, J., et al. 1999, *A&A*, 341, 141
- Lebrun, F., Leray, J.-P., Lavocat, P., et al. 2003, *A&A*, 411, L141
- Leahy, D. A., Darbro, W., Elsner, R. F., et al. 1983, *ApJ*, 266, 160
- Lu, F. J., Li, T. P., Sun, X. J., Wu, M., & Page, C. G. 1996, *A&AS*, 115, L395
- Lund, N., Budtz-Jørgensen, C., Westergaard, N. J., et al. 2003, *A&A*, 411, L231
- Maccarone, T. J., & Coppi, P. S. 2003, *MNRAS*, 338, 189
- Masetti, N., Dal Fiume, D., Amati, L., et al. 2004, *A&A*, 423, 311
- McClintock, J. E., & Remillard, R. A. 2004, in *Compact Stellar X-ray Sources* (Cambridge Univ. Press), in press [arXiv:astro-ph/0306213]
- Nereguela, I., & Reig, P. 2001, *A&A*, 371, 1056
- Ohashi, T., Inoue, J., Koyama, K., et al. 1984, *PASJ*, 36, 699
- Revnitsev, M. 2003, *Astron Lett.*, 2003 [arXiv:astro-ph/0304353]
- Rodriguez, J., Corbel, S., & Tomsick, J. A. 2003a, *ApJ*, 595, 1032
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., Foschini, L., et al. 2003b, *A&A*, 407, L41
- Rodriguez, J., Fuchs, Y., Hannikainen, D. C., et al. 2004a, Proc. of the 5th INTEGRAL workshop held in Munich, February 2004a, ESA SP-552 [arXiv:astro-ph/0403030]
- Rodriguez, J., Corbel, S., Kalemci, E., Tomsick, J. A., & Tagger, M. 2004b, *ApJ*, 612 [arXiv:astro-ph/0405398]
- Rothschild, R. E., Blanco, P. R., Gruber, D. E., et al. 1998, *ApJ*, 496, 538
- Saraswat, P., Yoshida, A., Mihara, T., et al. 1996, *ApJ*, 463, 726
- Sunyaev, R. A., & Titarchuk, L. R. 1980, *A&A*, 86, 121
- Swank, J. H., & Markwardt, C. B. 2003, *ATel*, 128
- Swank, J. H. 2004, Proc. of X-Ray Timing 2003: Rossi and Beyond, ed. P. Kaaret, F. K. Lamb, & J. H. Swank [arXiv:astro-ph/0402511]
- Tanaka, Y., & Shibasaki, N. 1996, *ARA&A*, 34, 607
- Titarchuk, L. 1994, *ApJ*, 434, 313
- Torrejón, J. M., Kreykenbohm, I., Orr, A., Titarchuk, L., & Nereguela, I. 2004, *A&A*, 423, 301
- Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L131
- Vedrenne, G., Roques, J. P., Schöenfelder, V., et al. 2003, *A&A*, 411, L63
- Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L1
- Yamauchi, S., Asaoka, I., Kawada, M., et al. 1990, *PASJ*, 42, L53

3. Résumé de l'article et discussion

La source observée par *RXTE* et *INTEGRAL* semble exhiber plusieurs états de luminosité différente (l'état le plus bas observé seulement par *RXTE* semblant être l'état de base). Dans les états de basse luminosité, une forte composante thermique additionnelle semble nécessaire pour ajuster les spectres en sus d'une composante de comptonisation thermique (c'est l'état de "faible luminosité" déjà évoqué au chapitre précédent et par Hannikainen *et al.* 2004). On observe en outre une variation significative de l'absorption entre les 3 différentes observations *RXTE* (dont les grandes valeurs semblent indiquer, on l'a déjà mentionné, que cette absorption est intrinsèque à la source). Aucune modulation, en dehors de la période orbitale, n'a été détectée dans le spectre de puissance. Enfin, la présence d'une raie du fer semble nécessaire dans tous les états de luminosité différente.

§ 35. Nature de l'objet compact

À première vue, les transition entre les états de basse à haute luminosité pourraient faire penser aux transitions observées dans les binaires X à trou noir (état bas avec composante thermique prédominante et état haut en loi de puissance coupée). Cependant, les paramètres obtenus, notamment en ce qui concerne la basse température des électrons et la haute température du corps noir semblent plus favoriser l'hypothèse d'une étoile à neutrons.

On peut aussi se baser sur la figure 6 de l'article précédent tirée de Barret *et al.* (1996) : ainsi, même si la distance de la source est inconnue, il apparaît que si on trace la luminosité absolue de la bande 1-20 keV en fonction de la bande 20-200 keV, le domaine occupé par IGR J19140+0951 se situe toujours⁴⁸ dans la boîte des binaires explosives ("X-ray burster box") occupée principalement par des binaires à étoile à neutrons. Cette condition ne semble toutefois pas être totalement exclusive : on a observé des systèmes avec étoiles à neutrons en dehors de cette boîte, cf GX 349+2, Di Salvo *et al.* 2001b, et inversement, XTE J1118+480 qui semble un bon candidat trou noir, se situe à l'intérieur de cette boîte, cf Farinelli *et al.* 2003, figure 9. Cependant, la grande majorité des objets de chaque type semblant se regrouper dans ces zones bien distinctes, ceci constitue un élément de plus pour faire pencher la balance en faveur d'une étoile à neutrons comme objet primaire.

Un dernier argument peut provenir de l'analyse fine de l'état de faible luminosité observé avec *INTEGRAL* : dans cet état, un simple modèle de comptonisation thermique ne suffit pas à décrire la "bosse" à basse énergie : la luminosité bolométrique est alors trop basse. Il faut encore rajouter un autre corps noir (en plus de celui inclus dans le modèle *comptt*) de température kT_{bb} assez élevée pour obtenir un ajustement acceptable du spectre. Ce corps noir serait donc lié à l'émission d'un autre objet que la couronne de dimension R_{bb} (en supposant une zone d'émission sphérique) et on peut du coup en déduire un ordre de grandeur de cette zone d'émission. En effet, dans ce cas-là, on peut dire que la luminosité bolométrique émise par ce corps noir ($L_{bb} = \sigma T^4 \times \pi R_{bb}^2$) sera égale à la luminosité reçue sur terre (à la distance d) corrigée de tous les photons qui ont été comptonisés, c'est à dire en divisant par le gain du processus de comptonisation $G = 1 + y$ ($y = 4 \frac{kT_e}{m_e c^2} \times \max(\tau, \tau^2)$ ⁴⁹ étant le paramètre Compton). On a alors :

$$(35.29) \quad 4\pi R_{bb}^2 \times \sigma T_{bb}^4 = 4\pi d^2 \times \frac{f_{bol}}{1 + y},$$

⁴⁸Si la source est dans son état faible, ou alors si elle est dans son état très brillant, mais à une distance inférieure à 6 kpc (le bras du Sagittaire se situe entre 2 et 6 kpc)

⁴⁹Formule valable pour des températures non relativistes.

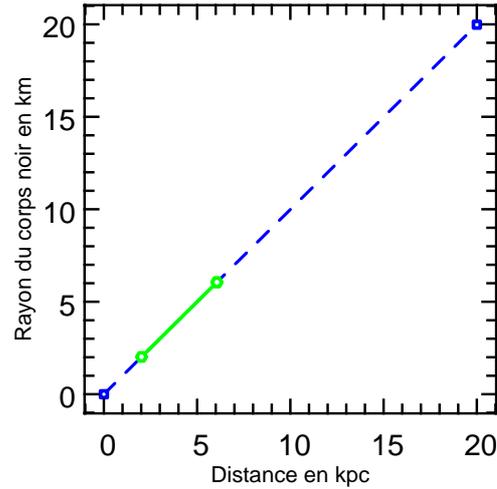


Fig. 26. Rayon du corps noir émetteur en fonction de la distance d'IGR J19140+0951 : la valeur de 20 kpc correspond à la valeur extrême de l'épaisseur de la voie lactée dans la ligne de visée. Le segment en ligne continue représente les valeurs extrêmes de la distance du bras du Sagittaire, avec lequel la source semble tangente.

avec σ la constante de Stefan et f_{bol} le flux reçu. En unité c.g.s et en mettant les distances d en kpc et R_{bb} en km, in 't Zand *et al.* (1999) obtiennent alors:

$$(35.30) \quad R_{bb, km} = 3 \times 10^4 \times d_{kpc} \sqrt{\frac{f_{bol}}{1+y}} \times \frac{1}{(kT_{bb})^2}.$$

Ce qui donne, pour le cas qui nous concerne :

$$(35.31) \quad R_{bb, km} = 0.999 \times d_{kpc} \text{ km}.$$

On peut alors tracer le rayon du corps noir en fonction de la distance de l'objet, cf figure 26. On constate ainsi que même dans le cas le plus défavorable où la source se situerait tout au bout de la ligne de visée dans la voie lactée, le rayon du corps noir émetteur est assez consistant avec les valeurs des rayons obtenus pour une étoile à neutrons (le rayon de la dernière orbite stable d'un trou noir de Schwarzschild de 3 masses solaire se situe à 27 km de la singularité centrale). Le lecteur pourra objecter que ce corps noir peut aussi être un genre de point chaud de quelques kilomètres de rayon en orbite autour du trou noir, cependant, on devrait observer alors une modulation périodique du flux de cette composante thermique, ce qui n'a pas été retrouvé ici.

§ 36. Type de système

Avant la découverte de la contrepartie optique par in't Zand *et al.* (2006) puis la récente détermination de son type spectral par Nespoli *et al.* (2007), seules des comparaisons d'ordre phénoménologiques avec d'autres systèmes pouvaient être réalisées via les observations hautes énergies pour contraindre le type de l'étoile compagnon. Nous allons les résumer ici :

- L'absorption intrinsèque et variable semble consistante avec 2 autres HMXB : IGR J16320-4751 et 4U 1700-37, tout comme la légère corrélation qu'il semble exister entre le flux de la raie du fer et le flux haute énergie, à l'instar de Vela X-1.
- Les spectres les plus durs semblent être ceux de plus haute luminosité, ce qui est observé dans 4U 2206+54 (Masetti *et al.* 2004) qui est une HMXB et rarement dans les LMXB (Barret 2001).

- La variabilité apériodique avec un temps typique de l'ordre de la ks tout comme l'absence de motifs périodiques tend à favoriser un régime d'accrétion sphérique par capture de vent.
- La période orbitale de 13.55 jours semble plus typique de binaires X avec une étoile compagne de grande masse, les LMXB exhibant en général des périodicités plus courtes⁵⁰, (cf Liu *et al.* 2001). Le fait que la variation du flux soit très sinusoïdale (cf chapitre précédent), permet d'ailleurs de favoriser l'hypothèse d'une HMXB standard où le système serait assez incliné, plutôt qu'un système de type Be où l'orbite y est alors très excentrique.
- Ensuite, si le système est effectivement situé en bordure du bras du Sagittaire (et que ce n'est pas un objet du champ), ce dernier est riche en étoiles de grande masse.

Avec les nouvelles observations en infrarouge proche dont j'ai fait mention au précédent chapitre, on sait dorénavant que la contrepartie 2MASS appartient au type BII faisant d'IGR J19140+0951 une binaire X à super-géante (Hannikainen *et al.* 2007; Nespoli *et al.* 2007). En tenant compte des magnitudes apparentes obtenues en bande K, on peut en déduire la distance d'IGR J19140+0951. In't Zand *et al.* (2006) en avaient déduit que celle-ci devait se trouver à environ 5 kpc pour une étoile de type B0 I. Hannikainen *et al.* (2007) en concluent que cette valeur doit vraisemblablement être légèrement inférieure. Le corps noir émetteur évoqué ci-avant aurait alors une taille de l'ordre de 5 km.

⁵⁰Avec évidemment des exceptions comme GRS 1915+105 où $P_{orb} = 33$ jours ou GRO J1744-28 où $P_{orb} = 12$ jours

Partie III

Vers l'utilisation d'IBIS pour l'analyse temporelle des binaires-X : une nouvelle méthode.

6	Le test de Rayleigh et la méthode des PIFs	87
7	Implémentation du code et résultats	105

6

Le test de Rayleigh et la méthode des PIFs

“- Cyrano : J' en estomaque deux ! J' en empale un tout vif ! Quelqu' un m' ajuste : paf ! Et je riposte...
- Christian : pif !
- Cyrano, éclatant : tonnerre ! Sortez tous !”
— Edmond Rostand
Cyrano de Bergerac, Acte II scène 9.

Plan du chapitre

1. Le test de Rayleigh	88
§ 37. Principes généraux de base utilisés	88
§ 37.1. Comment ça marche? Considérations d'ordre statistiques	88
§ 38. Efficacité théorique dans un signal bruité	90
§ 39. Interprétation qualitative du test de Rayleigh	92
§ 40. Autres méthodes d'analyse temporelle. Comparatifs	93
§ 40.2. EF, Z ou H : des tests adaptés aux signaux avec pulses courts et/ou formes compliquées	93
§ 40.3. Le test de Kuiper ou comment résoudre le problème des GTI	94
§ 40.4. Conclusion : quel test pour l'analyse temporelle rapide des binaires-X avec IBIS? ..	95
2. La méthode des PIFs	96
§ 41. L'extraction des "événements"	96
§ 42. Quand les photons montrent leurs PIFs	98
§ 43. Un moyen de retrouver les intensités de chacune des sources?	99
§ 43.5. Méthode "à l'ordre 0"	99
§ 43.6. Un ajustement linéaire de l'intensité en fonction du PIF?	99
§ 43.7. Cas de N_{src} sources : ajustement par un hyperplan	101
3. Une association méthode des PIFs - test de Rayleigh	102

Nous abordons dans le troisième volet de ce manuscrit mes travaux d'analyse des données d'INTEGRAL ayant pour but de diagnostiquer observationnellement la variabilité temporelle des binaires-X (ou d'autres sources hautes énergies) dans des gammes d'énergies plus hautes que celles auxquelles nous avons pour l'instant accès avec RXTE.

Naturellement, les performances en terme de surface effective ne permettent pas à priori à INTEGRAL de souffrir la comparaison avec ce fameux senseur de variabilité des sources hautes énergie qu'est RXTE. Cependant, la recherche de QPOs avec INTEGRAL est-elle réellement une cause perdue d'avance? Dans cette deuxième partie je vais tenter de démontrer que ce n'est pas le cas dans la mesure où on développe des outils appropriés. C'est le cas de la nouvelle méthode

que j'ai développée et qui utilise le test de Rayleigh appliqué aux données d'IBIS. Nous allons donc voir dans ce chapitre en quoi consiste la méthode de Rayleigh puis nous nous attacherons à montrer que, du fait de la présence du masque codé, l'application de ce test aux données brutes doit être réalisée avec attention. Je montrerai enfin que l'utilisation d'une autre méthode, la méthode des PIF, permet alors en théorie de trouver et séparer d'éventuelles composantes périodiques appartenant à plusieurs sources. L'implémentation de ce principe et les résultats seront l'objet du prochain chapitre.

1. Le test de Rayleigh

§ 37. Principes généraux de base utilisés

Dans ce paragraphe nous allons présenter le principe, les notations et les outils statistiques de bases utilisés par la suite. Cependant, avant de débiter ce descriptif, je tenais à mentionner le fait que le test de Rayleigh n'est pas seulement cantonné au domaine de l'astrophysique mais qu'il se voyait appliqué dans tous les domaines où la recherche d'une uniformité ou au contraire de périodicités dans un jeu de valeurs d'un paramètre est nécessaire. Il sera donc un outil de choix pour l'étude des données circulaires en biologie, médecine ou en statistique des populations (recherche d'occurrences de certains gènes, maladies ou comportements dans un échantillon donné). Pour un descriptif exhaustif, on pourra se référer à Fisher *et al.* (1993).

§ 37.1. Comment ça marche? Considérations d'ordre statistiques

En astrophysique, et surtout dans les hautes énergies où chaque photon arrivant sur le détecteur peut être "compté l'un après l'autre", l'analyse temporelle peut-être réalisée à l'aide de plusieurs outils spécifiques. Le calcul du spectre de puissance (PSD) par l'intermédiaire d'un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT), les périodogrammes de Lomb-Scargle (LSP) (Lomb 1976; Scargle 1982)⁵¹, tous comme les méthodes de repliement (en anglais *Epoch Folding*, EF) nécessitent tous les trois un rééchantillonnage soit sur le temps, soit sur la phase du signal recherché. Ceci est réalisé afin d'obtenir un nombre suffisant de photons dans chaque intervalle de temps considéré pour pouvoir ensuite opérer un test statistique.

Le test de Rayleigh a ceci d'original qu'il permet de travailler directement sur les temps d'arrivée de chaque photon et ce même sans pré-traitement des données.

En effet, considérons un ensemble de photons arrivés sur le détecteur aux temps t_i , $i = 1, \dots, n$, n étant le nombre total de photons. Choisissons en outre une fréquence $\nu = \omega/2\pi$ à laquelle on désire rechercher si les données présentent ou non une pulsation. On peut alors construire un ensemble de phase d'arrivées des photons $\varphi_i = \omega t_i [2\pi]$. De même on peut tout aussi bien construire n vecteurs \vec{r}_i à deux dimensions et de norme 1 dont les coordonnées sont $[\cos(\varphi_i), \sin(\varphi_i)]$. On peut ensuite calculer la somme de ces vecteurs et même la norme de cette somme. Dans notre cas, la quantité qui va nous intéresser sera la puissance de Rayleigh nR^2 (Brazier 1994) définie par :

$$(37.32) \quad nR^2 = \frac{1}{n} \left[\left(\sum_{i=1}^n \cos(\varphi_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \sin(\varphi_i) \right)^2 \right].$$

La puissance de Rayleigh représente donc la norme au carré de la somme de tous les vecteurs r_i normalisé à n . Il représente une mesure de la probabilité que le jeu de données contienne une

⁵¹Similaires au calcul du spectre de puissance (on réalise alors une transformée de Fourier (DFT) discrète simple), il permet une généralisation de ce dernier lorsque les observations ne sont pas découpées en intervalles de temps égaux.

modulation à la fréquence choisie. On peut montrer qu'il est en fait égal à la valeur du spectre de Fourier à cette fréquence. En effet, pour un jeu de n évènements se produisant sur la surface détectrice aux temps t_i ($i \in \llbracket 1, n \rrbracket$), on peut écrire le flux par unité de surface $F(t)$ comme :

$$(37.33) \quad F(t) = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^n \delta(t - t_i),$$

avec δ la distribution de Dirac. La transformée de Fourier $\hat{F}(\omega)$ de ce signal sera donc :

$$(37.34) \quad \hat{F}(\omega) = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^n e^{j\omega t_i} = \frac{1}{S} \left[\sum_{i=1}^n \cos(\omega t_i) + j \sum_{i=1}^n \sin(\omega t_i) \right].$$

Le spectre de puissance avec la normalisation de Leahy va ainsi donner par exemple :

$$(37.35) \quad P(\omega) = 2 \frac{|\hat{F}(\omega)|^2}{\int F(t) dt} = \frac{2}{n} \left[\left(\sum_{i=1}^n \cos(\omega t_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \sin(\omega t_i) \right)^2 \right] = 2nR^2.$$

Nous verrons par la suite au § 39 une interprétation géométrique simple que l'on peut faire de ce nombre.

• **Hypothèse nulle.** Le principe de la méthode de Rayleigh est basé sur un test d'hypothèse. L'hypothèse nulle (ici notée H_0) sera dans notre cas que **tous les temps d'arrivée t_i sont indépendants et aléatoires dans l'intervalle de temps ΔT** . La fonction de distribution sous jacente sera donc une fonction constante égale à 1.

Cette hypothèse aura certaines conséquences si on procède à un rephasage des temps d'arrivée autour d'une période $T = 1/\nu$. En effet dans le cadre de l'hypothèse H_0 , les phases des évènements $\varphi_i = 2\pi\nu t_i$ ne suivront quant à elles pas obligatoirement une distribution uniforme. Les seules fréquences ν pour lesquelles ce sera le cas vérifieront :

$$(37.36) \quad \nu = k \times \frac{1}{\Delta T},$$

avec k un entier naturel. Ceci traduit le fait que pour obtenir une répartition uniforme des phases φ_i , il faut que le premier photon arrive, après rephasage, à la phase $\varphi_1 = 0$ et le dernier à la phase $\varphi_n = 2\pi$.

Prenons un exemple ne vérifiant pas cette relation : si le dernier photon arrive à la phase 9.25π , après rephasage tous les derniers photons arrivés entre 8π et 9.25π vont augmenter la statistique entre 0 et 1.25π au détriment des phases comprises entre 1.25 et 2π .

Concrètement et qualitativement, dans quelle mesure la distribution sous jacente des φ_i ne sera-t-elle plus uniforme si on ne respecte pas la relation 37.36? Et bien cela sera le cas lorsque le nombre de photons justement arrivés vers la fin de l'observation (sur notre exemple ceux entre 8π et 9.25π) ne sera pas négligeable par rapport aux autres. Pour une distribution uniforme de photons sur ΔT , cela signifiera ainsi que si on veut conduire un test de Rayleigh sur une fréquence ne respectant pas le critère précédent, il faudra prendre en compte le fait qu'alors la distribution des phases ne sera pas constante dans l'hypothèse H_0 . C'est ce que je nommerai dans la suite de ce manuscrit le **suréchantillonnage des fréquences**. En pratique, on notera que la contribution due au suréchantillonnage va devenir forte lorsque la durée du petit bout à la fin de l'observation va devenir proche ou du même ordre de grandeur que la durée du reste. Cela aura donc un assez gros impact lorsque la période testée va devenir proche de la durée de l'observation, i.e pour les basses fréquences, comme nous le verrons au prochain chapitre.

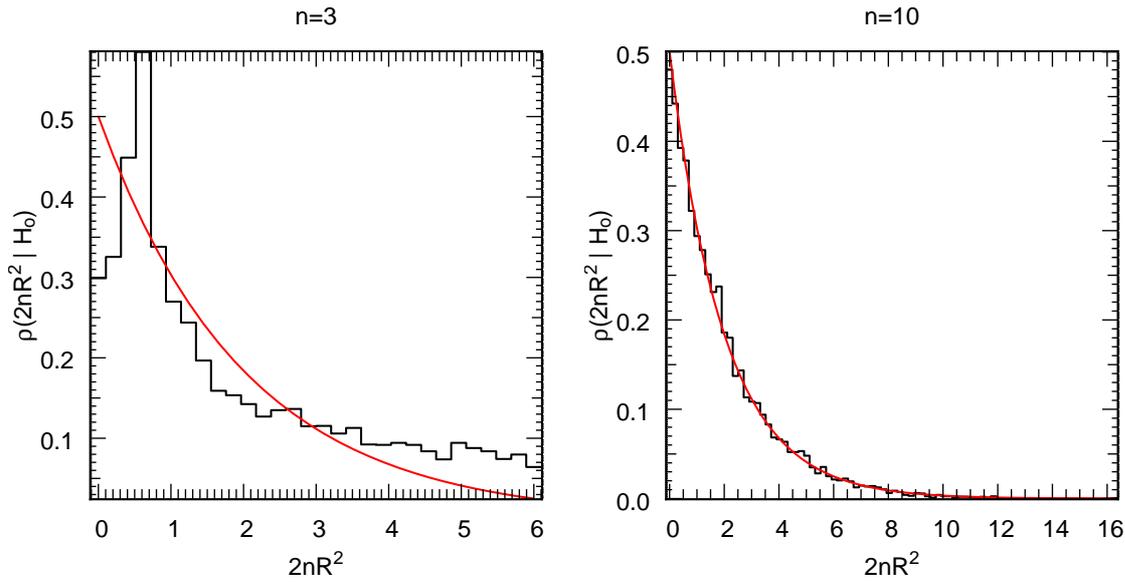


Fig. 27. Histogramme représentant la simulation (sur 10^6 itérations) de la densité de probabilité de la variable aléatoire $2nR^2$ dans le cadre de l'hypothèse nulle H_0 . On prend à chaque simulation un jeu de 3 (à gauche) et 10 (à droite) phases aléatoires pour calculer $2nR^2$. En trait rouge continu est représentée la densité de probabilité théorique d'une variable aléatoire en χ^2 à deux degrés de libertés.

• **Une loi de type χ^2 à deux degrés de liberté.** Revenons à présent à notre puissance de Rayleigh dans le cas de l'hypothèse H_0 . On peut alors montrer que la variable aléatoire (v.a) $2nR^2$ suit une distribution de type $(\chi)^2$ (avec 2 degrés de liberté). Ceci n'est peut être pas évident au premier abord, mais on peut effectuer le développement suivant : en effet, si on pose $cs_i = \cos(\varphi_i)$ et $ss_i = \sin(\varphi_i)$, on va avoir :

$$(37.37) \quad \left(\sum_i cs_i\right)^2 = \sum_i cs_i^2 + \sum_{i \neq j} cs_i cs_j.$$

En moyenne le deuxième terme va tendre vers 0 et le premier vers $n/2$. Ainsi, on constate que $2/n(\sum_i cs_i)^2$ tend lorsque $n \rightarrow \infty$ vers une variable aléatoire de loi en χ^2 avec 1 degré de liberté car c'est le carré d'une v.a gaussienne. On peut faire le même raisonnement avec le terme en sinus. Si les 2 v.a sont alors indépendantes, on obtiendra alors une loi de χ^2 à 2 degrés de libertés. Évidemment, l'indépendance de ces 2 v.a devra en toute rigueur être testée via le coefficient de corrélation entre les termes $(\sum_i cs_i)$ et $(\sum_i ss_i)$, mais on conçoit aisément que ces termes vont en moyenne s'annuler. J'ai pour ma part vérifié ce résultat via quelques simulations très rapides visibles sur la figure 27. En l'examinant, on peut s'apercevoir que la convergence vers la loi en χ^2 semble très rapide : la distribution liée à la puissance de Rayleigh $\rho(2nR^2|H_0) = \frac{\partial P}{\partial(2nR^2)}(2nR^2|H_0)$ suit en effet la courbe d'équation $y = \frac{1}{2}e^{-2nR^2/2}$. On peut alors montrer que dès $n = 4$ (c'est à dire dès que l'on a jeu de 4 vecteurs de Rayleigh) cette approximation devient valable.

§ 38. Efficacité théorique dans un signal bruité

Imaginons à présent que les phases ne soient plus distribuées aléatoirement, du fait de la présence, dans le jeu des données, d'une composante oscillante à la fréquence ν qui forme une fraction p du signal total (ce sera l'hypothèse H_1). Brazier (1994, et les références s'y trouvant) donnent alors, pour de petits signaux (i.e $p \ll 1$), l'approximation asymptotique (i.e $n \rightarrow \infty$)

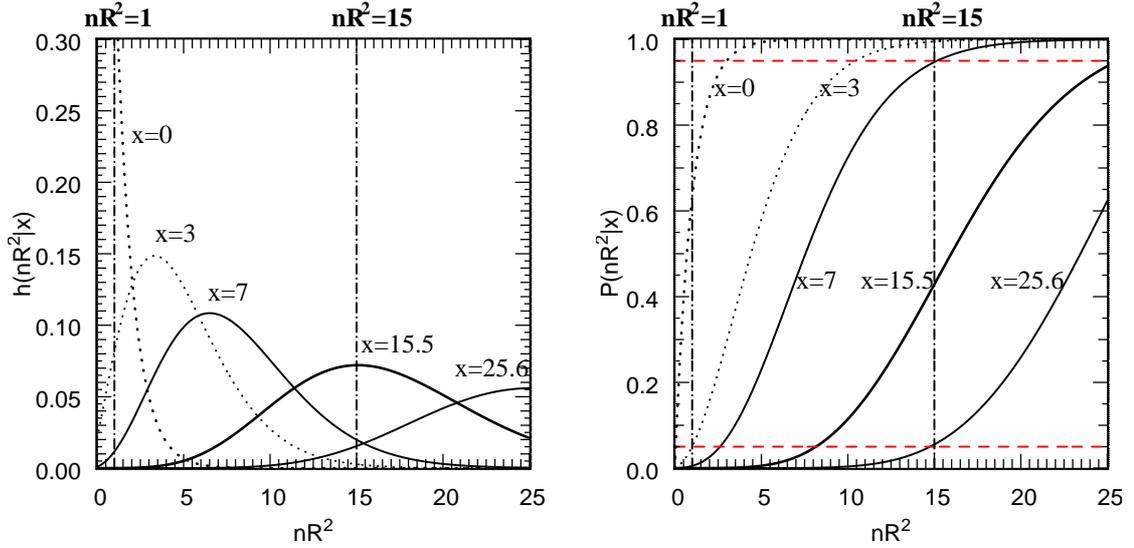


Fig. 28. À gauche : densité de probabilité de la puissance de Rayleigh nR^2 en fonction de diverses valeurs du signal modulé. On retrouve la loi en χ^2 de la figure 27 lorsque $x \rightarrow 0$. On a pris 2 valeurs particulières de nR^2 , i.e 1 et 15. Le maximum de probabilité est alors atteint pour $nR^2 = 1$ avec $x = 0$ (pas de signal, hypothèse H_0) et pour $nR^2 = 15$ avec $x = 15.5$ (i.e un signal avec une fraction $p = 6.5/\sqrt{n}$ modulé à la fréquence ν). À droite : Fonction de répartition associée à nR^2 en fonction de plusieurs valeurs de x . Les droites horizontales en tirets représentent les probabilité 0.95 et 0.05. L'intervalle de confiance à 90% est donc situé entre ces deux droites. On obtient ainsi, avec $u = 1$ une limite haute pour la détection d'un signal modulé d'amplitude réduite $x_{haut,0} = 3.9$. Avec $u = 15$, on obtient une limite haute $x_{haut,15} = 25.6$ et une limite basse $x_{basse,15} = 7$. On pourra en outre noter que pour une fraction p de 1, la valeur de u la plus probable correspond à une valeur de x du même ordre quand n devient grand. Ainsi on a $u \sim x$ donc $u \propto n$: la valeur de la puissance de Rayleigh u sera proportionnelle au nombre de photons.

de la densité de probabilité $h(u, x)$ de la variable aléatoire "puissance de Rayleigh" $u = nR^2$:

$$(38.38) \quad dP = h(u|x)du = e^{-u-x} I_0(2\sqrt{ux}) du,$$

avec $x = np^2/4$ représentant la fraction normalisée du signal au carré et I_0 la première fonction de Bessel modifiée d'ordre 0 dont nous ferons d'ailleurs aussi usage dans la partie IV. Son graphe représentatif est une courbe en cloche dont le maximum et l'amplitude varie avec la valeur de x : grosso-modo, la position de son maximum augmente lorsque la fraction du signal modulée p croît (cf Brazier 1994 et la figure 28). On peut ainsi, avec une mesure de la puissance de Rayleigh u sur un jeu de données, déterminer quelle valeur de x rendra maximale la fonction de distribution, ce qui donnera alors une valeur approximative de la force du signal modulé par rapport au signal total.

Bien-sûr, il sera ensuite évidemment important de connaître un intervalle de confiance sur cette valeur de x . Pour obtenir celui-ci, il faudra alors évidemment calculer la fonction de répartition correspondante, ce qui revient à réaliser une intégrale de la relation précédente. Brazier (1994) s'appuie pour cela sur un développement en série entière pour résoudre ce problème analytiquement, cependant pour ma part j'ai procédé à une intégration numérique. Le résultat est alors visible sur la figure 28 de droite. Avec ces réseaux de courbes, on peut donc, comme je l'ai réalisé sur 2 exemples dans cette figure 28, à partir d'une valeur mesurée de la puissance de Rayleigh nR^2 , déterminer la fraction correspondante p du signal modulé ainsi que l'erreur sur cette mesure. Par exemple, pour une puissance mesurée $nR^2 = 15$ la valeur la plus probable de x sera 15.5, sa valeur minimale de 7 (avec un intervalle de confiance à 90%) et maximale de 25.6.

Si cette analyse s'avère particulièrement utile, nous verrons cependant que la combinaison du

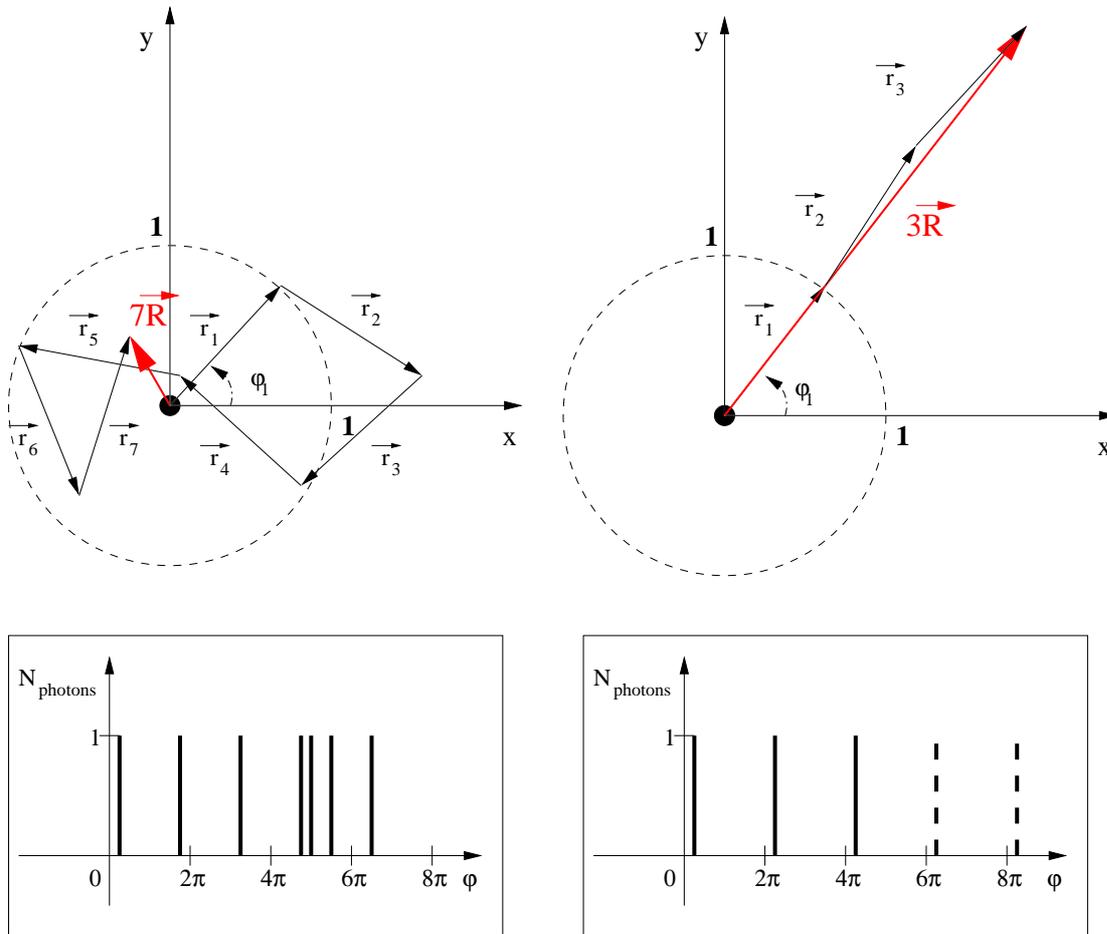


Fig. 29. Interprétation géométrique du test de Rayleigh : à chaque temps d'arrivée t_i on lui associe une phase φ_i et un vecteur dans le plan \vec{r}_i . Les graphes du bas représentent les phases d'arrivée des photons. *À gauche* : cas d'un signal avec une phase aléatoire. Le vecteur somme $n\vec{R}$ au bout de 7 photons a une norme de 0.5 et donc $nR^2 = (0.5)^2/7 = 0.036$. *À droite* : Cas d'un signal dont les photons arrivent tous à une même phase donnée ("pulse"). La norme du vecteur somme $n\vec{R}$ au bout de 3 photons arrivés est relativement proche de 3 et donc $nR^2 \sim 3$.

test de Rayleigh avec la méthode des PIFs l'a rendu plus compliquée à mettre en œuvre et que j'ai en pratique envisagé d'utiliser une méthode plus simple que nous détaillerons au prochain chapitre.

§ 39. Interprétation qualitative du test de Rayleigh

Si le lecteur est rebuté par le précédent descriptif, je lui conseille de ne retenir que l'explication qualitative du test de Rayleigh qui suit : en effet, on peut pressentir par une interprétation géométrique simple (cf figure 29) en quoi ce test permet de détecter des signaux périodiques par l'étude des cas limites. Ainsi, en sommant tous les vecteurs de Rayleigh calculés pour chaque temps d'arrivée de photons on peut identifier trois comportements :

- Soit la source n'émet aucun signal périodique, et dans ce cas toutes les phases φ_i seront aléatoires. La somme $n\vec{R}$ de tous les vecteurs \vec{r}_i va donc être équivalente à une marche aléatoire à deux dimensions. Son parcours ne s'éloignera alors pas beaucoup de l'origine. Sa norme, on le sait, prendra très rapidement pour distribution une gaussienne ayant un écart-type évoluant en \sqrt{n} . La norme au carré sera donc de type

χ^2 avec un écart-type $\propto n$ et si on divise par n pour obtenir la puissance de Rayleigh, on s'aperçoit que dans ce cas $nR^2 \sim 1$.

- Soit la source émet à intervalles réguliers T un photon. Dans ce cas, si la fréquence ν a été bien choisie comme égale à $1/T$, toutes les phases d'arrivée seront égales, les vecteurs \vec{r}_i vont donc s'ajouter "constructivement" et on aura alors tendance à s'éloigner de l'origine. Le vecteur $n\vec{R}$ prendra alors pour norme en moyenne n^2 et la puissance de Rayleigh nR^2 va alors évoluer proportionnellement à n .
- Soit enfin la source émet un signal périodique comme au point précédent, mais la période choisie pour le test est différente de la période du signal. Dans ce cas, si la sommation des vecteurs de Rayleigh se fait sur un temps très supérieur à la vraie période, on sera ramené au premier point puisqu'il va y avoir progressivement un brouillage du vecteur somme.

Ainsi, le test de Rayleigh a-t-il été mise en œuvre avec succès pour permettre la mise en évidence de l'émission pulsée du Crabe au delà de 2 TeV (Gibson *et al.* 1982) grâce aux données de télescope Cerenkov.

§ 40. Autres méthodes d'analyse temporelle. Comparatifs.

Le test de Rayleigh n'est évidemment pas le seul moyen de vérifier la présence ou l'absence d'une composante modulée ou pulsée dans un signal. En dehors des méthodes de type Fourier (spectre de puissance, LSP), on peut compter quatre autres grands types de tests : le repliement *EF* dont nous avons déjà fait mention, le Z ou H test, et on pourra enfin aborder le test de Kuiper.

§ 40.1. *EF, Z ou H : des tests adaptés aux signaux avec pulses courts et/ou formes compliquées.*

Le test le plus courant à être utilisé pour la détection de modulation dans les courbes de lumière d'étoile à neutrons est en premier la technique de repliement (Leahy *et al.* 1983a) : on choisit tout d'abord un certain nombre de périodes P_i qui seront les valeurs auxquelles on souhaite tester la présence d'une modulation (les P_i doivent être des fractions entières du temps total d'observation T , $P_i = T/i$). La durée totale T d'observation est alors repliée sur cette période P_i et on procède alors à un échantillonnage du signal en n échantillons (ou "bins") au sein de cette période.

L'outil statistique pour mesurer la présence d'une modulation sera alors le nombre suivant :

$$(40.39) \quad S = \sum_{i=1}^n \frac{(R_j - R)^2}{\sigma_i^2},$$

où R_j est le flux reçu dans le j -ème échantillon, $R = N_\gamma/T'$ le flux moyen, $\sigma_j^2 = R/T_j$ et T_j le temps d'intégration total du j -ème échantillon et enfin $T' = \sum_j T_j$. La division de chacun des termes par T_j ou T' est réalisée pour tenir compte d'éventuels "trous" dans les données : les GTI (pour *Good Time Intervals*), dont nous reparlerons plus loin. On peut montrer ainsi (cf annexe B de Leahy *et al.* 1983a) que si le signal n'est à l'origine pas modulé, S suivra alors une loi de type χ^2 à $n - 1$ degrés de libertés. Inversement, on conçoit que si le signal présente un pulse, la statistique S va augmenter du fait de sa grande sensibilité aux fluctuations autour de la moyenne à cause du carré de la différence de R_j par rapport à R .

Pour un exposé plus exhaustif on pourra se référer à Leahy *et al.* (1983a), mais il peut être utile d'identifier dans quels cas l'utilisation de ce test sera-t-il préférable au test de Rayleigh. Pour cela, on peut s'appuyer sur Leahy *et al.* (1983b) qui réalisent une très bonne étude comparative des performances respectives de ces deux méthodes. Ils en viennent alors à conclure que la

méthode de repliement va se révéler très efficace pour la recherche de signaux de petite durée au cours de la phase (pulses brefs), tandis que lorsque le pic va avoir tendance à s'élargir (et donc ressembler de plus en plus à une sinusoïde), le test de Rayleigh s'avérera plus performant. Leahy *et al.* (1983b) trouvent par exemple (en fixant le seuil de confiance de détection à 90%), que la limite se trouve alors lorsque la largeur du "pulse" représente 0.15 fois la durée de la période.

Dans un autre registre, on pourra s'intéresser à deux autres tests statistiques que sont les Z et H test. Tous deux sont en effets des variantes du test de Rayleigh. Le Z_m^2 test (Brazier 1994; Buccheri *et al.* 1983) tout d'abord est une généralisation de ce dernier dans la mesure où il vise à prendre en compte les éventuelles harmoniques du signal pulsé à la fréquence ν . L'outil statistique Z_m^2 est en effet défini de la façon suivante :

$$(40.40) \quad Z_2^m = \frac{2}{n} \sum_{j=1}^m \left[\left(\sum_{i=1}^n \cos j\varphi_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \sin j\varphi_i \right)^2 \right].$$

La recherche se fera alors sur les m premières harmoniques du signal et en absence de modulation Z_m^2 suivra alors une loi en χ^2 à $2m$ degrés de libertés. Brazier (1994) tout comme de Jager *et al.* (1989) montrent alors que l'efficacité de ce test augmente quand la forme du pulse s'éloigne de la sinusoïde. Cependant, lorsque les hautes harmoniques deviennent non négligeables et que l'on ne connaît pas à priori la forme du pulse, le H test (de Jager *et al.* 1989) semblera alors plus approprié⁵².

§ 40.2. Le test de Kuiper ou comment résoudre le problème des GTI

On a déjà mentionné le fait que la technique de repliement prenait en compte les éventuels GTI mais qu'elle se révélait caduque si on désirait travailler sur les temps d'arrivée individuels des photons. Au contraire, les tests Z , H comme celui de Rayleigh sont difficilement applicables pour les observations "criblées de trous". Ces périodes d'interruptions peuvent parfois être fréquentes et leurs effets peuvent être réellement importants dès lors que l'on va s'intéresser à des signaux à longue période. À titre d'exemple, étant donné la période de révolution de RXTE de l'ordre de 2 ks, on ne pourra guère espérer sonder avec cette instrument et les techniques évoquées ci-avant les fréquences inférieures au mHz.

Pour surmonter ce problème, Paltani (2004) fait alors appel au test de Kuiper. Celui-ci est basé sur un principe un peu différent des tests que l'on a vu précédemment dans la mesure où on ne postule pas à priori la fonction de distribution sous-jacente et qui donne les observables. Soit N mesures $\{x_i\}$ et une fonction de distribution $\varphi(x)$ ayant pour support $[a,b]$, la statistique V de Kuiper sera ainsi défini par (Paltani 2004) :

$$(40.41) \quad V^\Phi(\{x_i\}) = \max_{a \leq x \leq b} (S^{\{x_i\}}(x) - \Phi(x)) + \max_{a \leq x \leq b} (\Phi(x) - S^{\{x_i\}}(x)),$$

avec $\Phi(x) = \int_a^x \varphi(u) du$ la fonction de répartition associée à la fonction de distribution théorique φ et $S^{\{x_i\}}(x) = Nbr(x_i \leq x)/N$ sera la fonction de répartition empirique. Pour l'adapter à un test de périodicité, Paltani (2004) propose de replier tous les temps d'arrivée de photons t_i sur la fréquence à tester $\nu_o = 1/P_o$:

$$(40.42) \quad \{x_i\} = \{\psi_i(\nu_o)\} = \frac{\{t_i\} - t_o}{P_o} [1], \quad i = 1, \dots, N$$

(le [1] signifiant "modulo 1"). Si on imagine alors un signal sans modulation, on s'attend à ce que les phases $\{\psi_i(\nu_o)\}$ soient distribuées uniformément. On peut alors utiliser la statistique $V^U(\{\psi_i(\nu_o)\})$ en prenant comme à priori logique une fonction de répartition $U(x) = x$. Plus

⁵²Ce dernier test utilise Z_m^2 comme statistique, mais on procède à une technique de maximisation de cette fonction pour déterminer la valeur de m maximale à utiliser.

on s'écartera de cette fonction de répartition théorique, plus la statistique V aura tendance à augmenter, ce qui pourra être le signe de la présence d'une modulation du signal. On peut construire ensuite pour chaque fréquence d'essai un *périodogramme de Kuiper* défini par :

$$(40.43) \quad S(\nu) = \log_{10} \mathbf{Prob} \left(V > V^U(\{\psi_i(\nu)\}) \right)$$

entre deux fréquences minimale ν_1 et maximale ν_2 . Le terme $\mathbf{Prob} (V > V^U(\{\psi_i(\nu)\}))$ représente alors la probabilité que $P = 1/\nu$ ne soit **pas** une période de la source⁵³. Les valeurs de $S(\nu)$ les plus basses seront donc celles où on pourra suspecter une modulation de la source à la fréquence ν .

Nous ne reviendrons pas sur les performances brutes de ce test en comparaison de celui de Rayleigh, cas qui est traité parfaitement par Paltani (2004)⁵⁴, mais intéressons nous plutôt aux problèmes des GTI. En réalité, avec le test de Kuiper, cette difficulté n'en est plus une puisqu'il suffit de changer la fonction de répartition théorique : la fonction de distribution sera alors nommée $\zeta(x)$ et pourra être prise comme égale à une constante sauf aux endroits où il existe des trous dans les observations. Dans ce cas là, celle-ci devra s'annuler. On pourra alors remplacer dans l'équation 40.41 la fonction $\Phi(x)$ par la fonction $\Xi(x) = \int_0^x \zeta(u) du$.

Paltani (2004) a ainsi testé cette méthode sur 3 observations simulées ainsi que sur 2 sources pulsantes connues (EX Hya et UW Pic) pour montrer sa réelle efficacité comparée au test de Rayleigh lorsqu'on augmente le nombre de GTI. En appliquant cette technique aux données PSPC de ROSAT, il a ensuite proposé que 28 nouvelles sources soient sujettes à des événements périodiques.

§ 40.3. Conclusion : quel test pour l'analyse temporelle rapide des binaires-X avec IBIS?

La question reste maintenant de savoir quel type de test choisir au regard de leurs performances respectives tout en considérant les objectifs scientifiques que je me suis fixés. Ainsi, on a vu que si on cherchait à mettre en valeur des signaux périodiques de type pulses brefs, les Z, H tests et celui de Kuiper seraient plus appropriés. De plus, pour les recherches de périodicités à très basses fréquences, le test de Kuiper pourrait sembler alors idéal.

Cependant, je me suis surtout intéressé à l'étude de la variabilité des binaires-X dans le contexte de leurs processus d'accrétion et notamment de leur variabilité rapide. Or on sait alors que ceux-ci seront en général marqués, soit par des composantes aperiodiques (continuum dans le spectre de puissance), soit par des fluctuations quasi-périodiques ayant des variations du flux au cours de la période souvent lente et plus proche de la sinusoïde que du pulse bref. Ceci joue donc en défaveur des Z et H tests tout comme de la méthode classique de repliement.

En deuxième lieu, la méthode de Kuiper semble a priori idéale à maints points de vue. Cependant, les phénomènes périodiques que nous voulons mettre en évidence se produisent sur des échelles de temps de l'ordre de la fréquence Képlérienne de rotation du disque d'accrétion. Ainsi, l'échelle de temps typique T_{var} sera donc ici au maximum de :

$$(40.44) \quad T_{var} = \frac{R_{ext}}{v_{Kepl}(R_{ext})} = \frac{R_{ext}}{c} \left(\frac{R}{R_g} \right)^{1/2},$$

avec R_{ext} le rayon externe du disque d'accrétion et $R_g = R_s/2$. Si on prend un disque s'étendant sur $10^4 - 10^5 R_g$ (cf McClintock & Remillard 2003 par exemple) et une masse minimale de $3M_{\odot}$, on obtient alors un temps de variabilité maximum de l'ordre de 15 à 500 s et ainsi une

⁵³En réalité, cela est vrai pour un seul tirage avec une seule fréquence. Dès lors que l'on augmente le nombre de fréquences testées, Paltani (2004) montre que le niveau de significativité arbitraire que l'on s'est fixé au préalable doit en toute rigueur être augmenté.

⁵⁴Il montre en effet qu'à l'instar des techniques de repliement de type EF, son efficacité est meilleure lorsque le pulse est bref et inversement lorsque sa durée augmente.

fréquence minimale d'évènements périodiques liés au disque d'accrétion qui ne descendra pas en dessous du mHz. Comme les données provenant d'*INTEGRAL* sont au moins groupées en "science windows" de 2 ks environ, il sera peu utile d'employer la méthode de Kuiper puisqu'on observe alors les sources de façon continue. J'ai donc décidé d'utiliser le test de Rayleigh pour ces raisons et aussi pour sa simplicité de mise en œuvre. J'ai cependant traité brièvement dans ce manuscrit le test de Kuiper dans la mesure où il pourrait être une perspective future intéressante d'amélioration de mon code pour la recherche de signaux périodiques très basses fréquences dans les données d'IBIS, par exemple pour l'étude de la variabilité des AGNs avec *INTEGRAL*.

2. La méthode des PIFs

J'ai déjà abordé au chapitre 3 le principe astucieux du masque codé pour réaliser de l'imagerie à haute énergie lorsque les techniques de focalisation chutent en efficacité. Nous avons vu à cette occasion la méthode standard pour traiter les données provenant de l'imageur IBIS et notamment le processus de création des images, des spectres et/ou de courbes de lumière. Il sera question dans cette section d'explicitier les principes d'extraction de l'intensité d'une source dans une bande d'énergie par la méthode dites des *PIFs*.

Ainsi, bien qu'au jour de l'écriture de ce manuscrit cette méthode soit devenue à présent un moyen standard "bis" pour parvenir à réaliser des analyses temporelles variées des données, il faut tout de même souligner le fait qu'au début de ma thèse celle-ci n'était pas entièrement implémentée et j'ai d'ailleurs contribué à la validation de son principe. Ce travail s'est notamment déroulé en collaboration étroite avec Nicolas Produit, concepteur du logiciel d'extraction des PIFs.

§ 41. L'extraction des "évènements"

On l'a déjà évoqué en introduction, la méthode standard d'extraction des courbes de lumière d'ISGRI avec OSA 5.1 nécessite notamment de spécifier la taille de l'échantillon temporelle *avant* de faire tourner le logiciel, ce qui rend ensuite difficile la recherche de périodicités dans des gammes très diverses de fréquences (on sera alors limité très rapidement par le critère de Nyquist).

Une autre possibilité que l'on peut envisager est évidemment de travailler directement avec les fichiers sortant du pré-traitement des données brutes. Le principe est alors d'utiliser le détecteur ISGRI comme le PCA de *RXTE*, c'est à dire en l'employant comme un collecteur de photons, pour ensuite réaliser une analyse temporelle. Évidemment, cela ne sera possible en l'état que si l'émission de la source est dominante dans le champ de vue. Dans le cas contraire, toutes les autres sources présentes risquent d'en "polluer" le signal. Ainsi, on pourra employer une telle technique avec confiance que pour des objets dont l'émission est puissante et qui sont situés hors du plan galactique comme par exemple le Crabe.

Pour arriver à ce stade, on emploie alors le binaire `evts_extract` qui, à partir des données brutes provenant des instruments dresse un tableau (au format fits⁵⁵) de l'ensemble des évènements se produisant sur le détecteur. On utilise le terme "évènement" (en anglais *event*) dans la mesure où cela représente chaque moment où un pixel est excité et qui peut être dû naturellement à la réception d'un photon, mais aussi à toute autre forme hypothétique de bruit. On pourra à ce sujet se référer au chapitre suivant où je traite un cas particulier de bruit qu'est le problème des "pixels chauds" et comment je l'ai surmonté.

⁵⁵lisible par tous les `tools` depuis la version 3.0 d'OSA

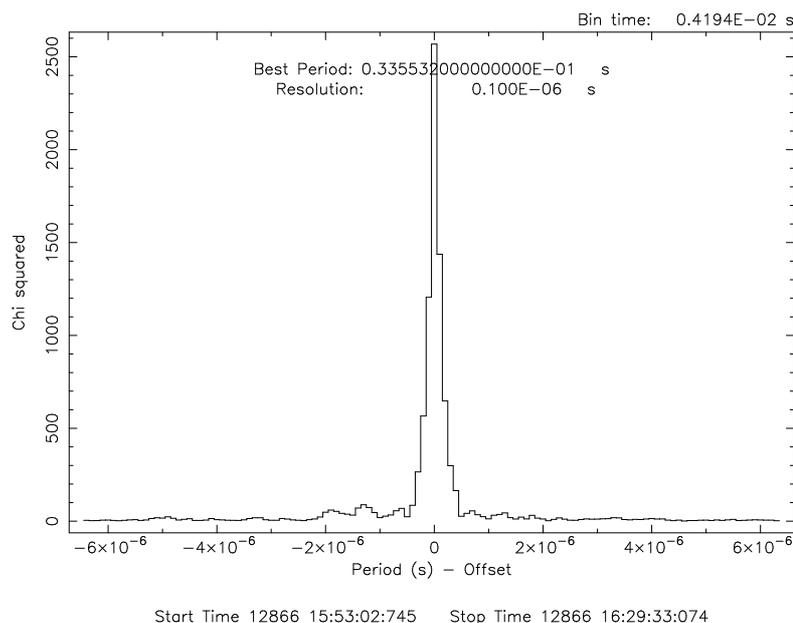


Fig. 30. Résultat graphique de la recherche de période par une méthode de repliement sur les données IBIS/ISGRI du Crabe de la révolution 102 sur une scw (utilisation du `ftool efsearch`). Le fichier ayant servi à le produire est le fichier “évènement” brut. On constate que la fréquence obtenue est alors de 29.80341 ± 0.00009 Hz. Cette valeur est compatible avec les 29.8034282349 Hz donnés par les éphémérides radios mensuelles de l’observatoire *Jodrell Bank* au jour julien modifié n° 52866.

Cette routine d’extraction des évènements était pendant longtemps seulement disponible pour traiter les données d’ISGRI (depuis le courant de l’année 2004), mais il semble que son extension aux données des moniteurs basses énergie JEM-X soient à l’étude (Ebisawa *et al.* 2004). Mon travail s’est cependant pour l’instant limité à l’analyse des données d’ISGRI dans la mesure où ces changements n’ont, à ma connaissance, pas encore été opérés et surtout à cause de l’absence d’un logiciel permettant de créer le tableau des PIFs pour les données JEM-X⁵⁶.

À titre d’exemple, j’ai effectué ici une extraction des évènements de l’observation du Crabe lors de la révolution n° 102 du satellite grâce à `evts_extract`. Après avoir procédé à la correction barycentrique du fichier “évènement” obtenue via la commande `barycent`⁵⁷, j’ai réalisé une recherche de périodicités via l’outil `efsearch`. Le résultat est visible sur la figure 30. Aussi, bien que le traitement soit quelque peu grossier puisqu’en aucun cas je n’ai filtré les photons pour savoir lesquels provenaient du Crabe et lesquels du fond, on constate néanmoins que cette méthode pourra se révéler payante en temps de calcul lorsque l’on aura à traiter des données provenant de “phares” comme le Crabe. Lorsque la source à étudier sera plus faible, ou, plus insidieusement, lorsque le champ de vue sera littéralement “truffé” de sources (comme cela pourra être le cas vers le centre galactique), il va devenir nécessaire de recourir à des techniques plus fines... C’est là qu’intervient la méthode des PIFs.

⁵⁶En réalité la présence ou l’absence de ce logiciel n’est pas claire puisque Mineo *et al.* (2006) semble utiliser une méthode ressemblant à celle des PIFs pour traiter les données JEM-X, mais cependant je n’ai trouvé aucune routine du même type que `ii_pif_build` dans la liste de celle disponible pour JEM-X.

⁵⁷En effet, la comparaison absolue des évènements dans une même mission où entre plusieurs missions nécessite de fixer un lieu de référence commun pour l’origine des temps. Par convention on prend en général le barycentre du système solaire.

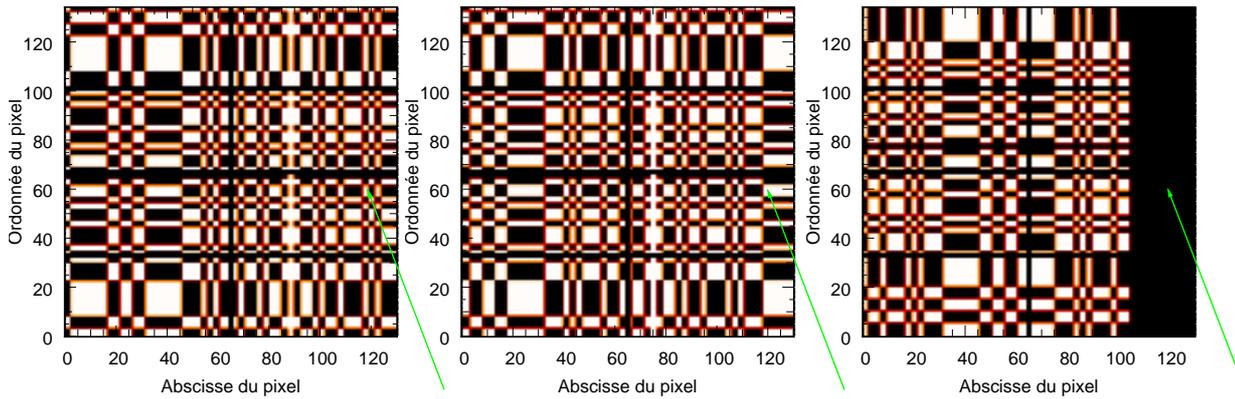


Fig. 31. “Shadowgrams” : ici sont représentées les ombres théoriques du masque sur le détecteur pour 3 sources différentes du champ de vue. ISGRI est constitué d’un réseau de 130×134 pixels. Les 2 figures de gauches correspondent à 2 sources présentes dans le champ de vue pleinement codé d’IBIS mais distantes de 1° , tandis que celui de droite correspond à une source très éloignée de l’axe, dans le champ de vue partiellement codé. Sur ces diagrammes, les portions du détecteur en blanc sont celles pour lesquels le PIF vaut 1 pour chaque source considérée, celles en noir 0, et celles en orange (ou gris) plus ou moins clair une valeur entre 0 et 1. Ainsi le pixel de coordonnées $[118, 60]$ (désigné par les trois flèches vertes) a-t-il un PIF de 0.7 pour la première source, de 1 pour la deuxième et de 0 pour la troisième.

§ 42. Quand les photons montrent leurs PIFs...

Dès lors que l’on connaît toutes les sources présentes dans le champ de vue d’une observation donnée, par exemple en ayant imagé au préalable toutes les sources qui y sont présentes par la méthode standard sur quelques scw, on peut alors imaginer qu’il va exister une méthode plus ingénieuse que la déconvolution pour réaliser une analyse temporelle. En effet, si on connaît à priori la position de chaque source dans ce champ de vue, on saura exactement quelle va être l’ombre projetée par celle-ci sur le masque. On pourra notamment savoir sur quels pixels on sera sûr qu’aucun photon de cette source ne parviendra à cause des zones pleines dans le masque, de même qu’on saura ceux qui seront éclairés entièrement grâce aux trous. Et entre les deux, il va sûrement exister des pixels qui seront éclairés par une fraction de la source.

C’est exactement le principe des PIFs (PIF pour “pixel illumination factor”) qui vont quantifier le taux théorique d’illumination d’un pixel donné par une source donnée. Une valeur de PIF de 1 signifiera que la source observée doit illuminer entièrement le pixel, tandis qu’une valeur de 0 impliquera qu’en théorie aucun photon de cette source ne parviendra à cet endroit. Évidemment, le champ de vue présente souvent plusieurs sources, disons N_{src} , ce qui va brouiller le signal sur le détecteur. Cependant, un pixel pourra être éclairé de manière différente par chaque source et on pourra lui associer une valeur de PIF pour la source 1, une autre valeur pour la source 2, ... jusqu’à N_{src} . On peut ainsi tracer l’ombre théorique de chaque source sur l’ensemble du détecteur. Un exemple est donnée par la représentation des “shadowgrams” sur la figure 31 de 3 sources différentes dans le champ de vue du détecteur.

La création des PIFs peut donc être réalisée indépendamment du fichier “événement” puisque les seules informations nécessaires à sa mise en œuvre sont les positions absolues des sources dans le champ de vue, et la position du satellite au moment de l’observation. Ces fichiers de PIFs sont ainsi obtenus via la commande `ii_pif_build` depuis OSA 4.0.

§ 43. Un moyen de retrouver les intensités de chacune des sources?

§ 43.1. Méthode “à l’ordre 0”

Ainsi, on peut se demander à juste titre si la connaissance des PIFs d’une part, et du fichier “évènement” d’autre part ne suffit pas pour remonter à l’intensité de la source. En effet, si on trouve des pixels où le PIF est égal à 1 pour une source et égal à 0 pour toutes les autres, on pourrait en théorie remonter à la valeur de l’intensité puisqu’alors ce pixel n’est éclairé exclusivement que par cette source. En pratique, cette méthode va peiner à surmonter trois obstacles :

- tout d’abord si le champ de vue présente un grand nombre de sources, la probabilité de trouver un pixel satisfaisant la condition précédente va s’amenuiser.⁵⁸
- Ensuite, l’application de cette méthode n’est valable que lorsque le bruit est négligé. Or on sait bien, surtout dans la gamme d’énergie où observe IBIS, qu’au contraire d’être négligeable, le bruit est prépondérant dans les observations!
- Enfin, il serait dommage de “laisser tomber” les photons provenant de la source étudiée mais qui ont été recueillis par des pixels dont le PIF est inférieur à 1. Ce filtrage grossier reviendrait alors à diminuer encore la réponse du télescope, qui est déjà assez basse du fait de la présence du masque.

Ainsi, on peut pressentir qu’il va falloir élaborer une technique plus fine tenant compte des 3 points soulevés ci-dessus.

§ 43.2. Un ajustement linéaire de l’intensité en fonction du PIF?

Pour optimiser le traitement, on s’aperçoit donc que seul un traitement probabiliste sera judicieux pour remonter à l’intensité et je vais dans ce paragraphe expliciter le principe de la méthode que j’ai utilisée.

En effet, lorsque le i -ème évènement se produit sur le détecteur à un temps t_i , celui-ci surgit sur un pixel donné et donc on peut lui associer une valeur de PIF $p_{i,j}$ où l’indice i va se référer au numéro de l’évènement ($i \in \llbracket 1, n_{events} \rrbracket$) et l’indice j au numéro de la source ($j \in \llbracket 1, N_{src} \rrbracket$). Pour simplifier l’explication, je prendrai pour l’instant le cas où il n’existe qu’une seule source dans le champ de vue et j’élargirai ensuite au cas de N_{src} . J’omettrai donc les indices j dans les expressions qui suivent.

Chaque évènement peut ainsi être simplement repéré par son temps d’arrivée t_i et son PIF p_i . Si on échantillonne la valeur des PIFs comprise entre 0 et 1 en n_{incr} incréments⁵⁹, on pourra sommer le nombre d’évènements dans chaque échantillon de PIF p_k , où autrement dit, de réaliser un histogramme h_k du nombre de photons présents dans chaque boîte de PIF.

Pour pouvoir comparer entre eux les flux arrivés dans des boîtes de PIFs différentes, il va être nécessaire de pondérer les h_k par le nombre de pixels $n_{pix,k}$ dans chaque boîte de PIF : en effet, comme on peut le voir sur l’exemple de la figure 32, toutes les boîtes de PIFs ne sont pas équiprobables : les pixels qui présentent un PIF de 0 ou de 1 sont bien plus représentés que ceux présentant un PIF intermédiaire. Ceci est dû au fait (cf les shadowgrams de la figure 31) que le nombre de pixels du détecteur où le PIF est égale à 1 ou 0 est en général supérieur à ceux où

⁵⁸Pour illustrer cela, on pourra imaginer le cas limite lorsqu’on place des sources à tous les endroits de la sphère céleste. Si on se place sur un pixel et que l’on regarde à travers le masque, on s’aperçoit alors que toutes les zones du ciel que l’on verra auront pour ce pixel un PIF égal à 1 (par un principe de retour inverse de la lumière).

⁵⁹Un échantillonnage en 5 incréments reviendra alors à identifier les p_i compris dans l’intervalle $[0,0.2]$, $[0.2,0.4]$, $[0.4,0.6]$, $[0.6,0.8]$ et $[0.8,1]$. Pour n_{incr} incréments, le k -ième incréments en PIF sera donc compris dans l’intervalle $[k-1, k]/n_{incr}$ et $p+k = (k+1/2)/n_{incr}$.

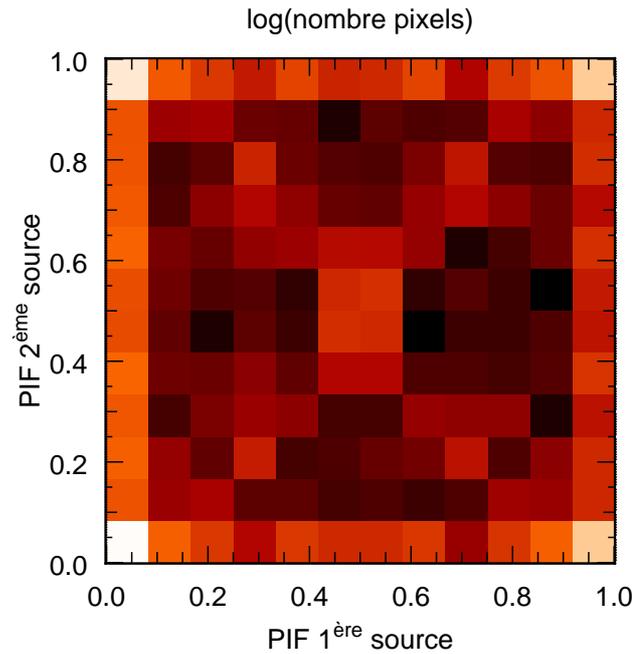


Fig. 32. Histogramme du nombre de pixels dans chaque boîte de PIF pour le cas des 2 sources dont les shadowgrams sont ceux de la figure 31 de gauche (1^{ère} source) et du centre (2^{ème} source). Chaque dimension de PIF est ici divisée en 12 incréments. L'échelle de couleur est logarithmique (du plus foncé au plus clair) pour permettre de rendre compte des fluctuations à bas nombre de pixels : le nombre de pixels le plus bas est de 1 (en noir) et le plus haut de 3718 (en blanc, correspondant à un PIF égal à 0 pour les deux sources). On notera la prédominance des PIFs de valeur 1 ou 0.

leur valeur est intermédiaire⁶⁰. Cela pose alors un problème puisque sur le détecteur on aura de fait de manière statistique beaucoup moins de chance qu'un évènement ayant une valeur de PIF intermédiaire se produise.

On peut alors définir $y_k = h_k / n_{pix,k}$ ($k \in \llbracket 1, n_{incr} \rrbracket$) qui est **proportionnel au nombre de photons par pixel arrivés dans la k-ième boîte de PIF de coordonnée p_k** . Ainsi normalisé au nombre de pixels par boîte de PIF, on s'attend alors à obtenir la relation suivante :

$$(43.45) \quad y_k = A I_{src} p_k + B, \quad k \in \llbracket 1, n_{incr} \rrbracket.$$

En effet, la relation précédente traduit le fait qu'en l'absence de bruit B , le nombre de photons par pixel reçu dans chaque boîte de pif doit être proportionnel à l'intensité de la source I_{src} et à la valeur du PIF dans cette boîte. **Plus le PIF sera grand, plus le flux provenant de la source doit-être fort**. Comme il existe toujours un bruit B , la relation de proportionnalité se transforme alors en relation de linéarité.

Le facteur A traduira alors la prise en compte de la surface collectrice effective de chaque pixel multiplié par le temps d'intégration et le rendement de l'appareillage : en effet, le flux mesuré va dépendre de la bande d'énergie à laquelle on observe, de la transparence du masque, de la position de la source, etc.

Ainsi, on retrouve avec la relation 43.45 le fait que si $p_k = 1$ et que $B \sim 0$, l'intensité de la source est alors équivalente à la mesure de y_k . Néanmoins, comme nous venons de le voir, il semble

⁶⁰Car le masque revêt une transparence globalement binaire : soit il laisse passer tous les photons, soit il les arrête. Les pixels où le PIF prend une valeur intermédiaire sont juste liés aux frontières entre les zones occultantes et ouvertes du masque

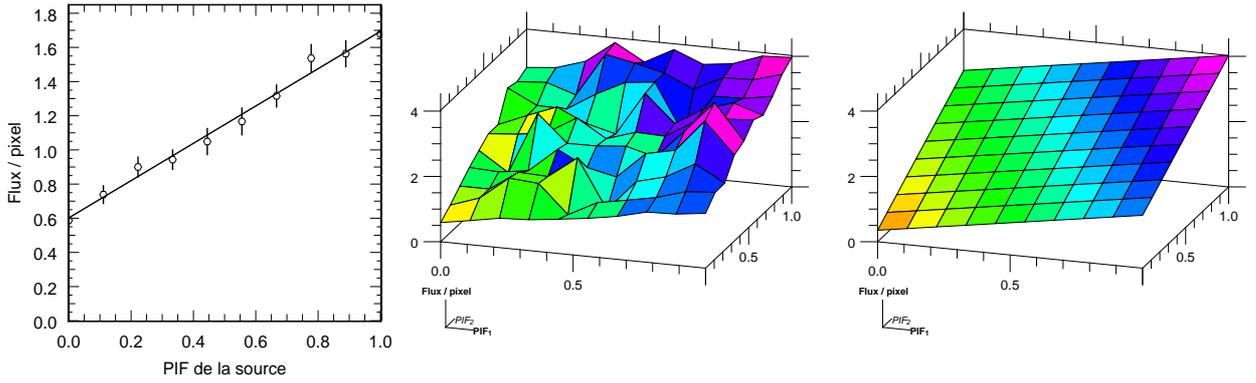


Fig. 33. Tracé du flux reçu par pixel dans chaque boîte de PIF en fonction de la valeur du PIF. Ces graphes ont été obtenus en ayant simulé l'émission d'une (*premier graphe à gauche*) ou deux (*au centre*) sources différentes (distantes de 1°) et après avoir fait passer les photons correspondant à travers le masque. Un bruit poissonnien est rajouté sur tout le détecteur (on pourra se référer au prochain chapitre pour plus de détails concernant ces simulations). Pour la simulation de gauche, le nombre de photons provenant de la source et arrivant sur le détecteur s'élève à 1300. Le bruit est à un niveau de 1000 photons. Pour la simulation du centre, on a pris 10000 photons pour le bruit, 14800 pour la première source et 9400 pour la deuxième. Les codes de couleurs sont relatifs à l'intensité du flux. La droite tracée en trait plein sur le diagramme de gauche et le plan sur le diagramme de droite sont les meilleurs ajustements respectifs (au sens du χ^2) liés à ces simulations.

qu'une manière plus fine de procéder soit alors d'obtenir à la fois AI_{src} et B par un **ajustement linéaire des y_k par les p_k** .

§ 43.3. Cas de N_{src} sources : ajustement par un hyperplan

Lorsque N_{src} sont présentes dans le champ de vue, on peut facilement élargir le raisonnement précédent et en déduire que la relation 43.45 devient alors :

$$(43.46) \quad y_k = B + \sum_{j=1}^{N_{src}} A_j I_j p_{k,j}, \quad k \in \llbracket 1, (n_{incr})^{N_{src}} \rrbracket. \quad ^{61}$$

En effet, chaque mesure de flux par pixel y_k dans la k -ième boîte de PIF sera dûe à la contribution de chacune des sources pondérée par la valeur du PIF et à laquelle il faudra ajouter le bruit. Pour obtenir toutes les intensités $A_j I_j$ et le bruit B , il va donc falloir procéder à l'ajustement des mesures de flux y_k par un hyperplan dans l'espace $E_{N_{src}}$ à N_{src} dimensions des PIFs. Une illustration de ce principe est alors visible sur la figure 33. On a ainsi simulé la réception de photons par le détecteur provenant de soit une ou deux sources différentes dans le champ de vue et qui sont codés par le masque. Cette figure montre ainsi que le flux par pixel dépend linéairement du PIF de chaque source ou plus exactement qu'il adopte alors une relation affine en fonction de la valeur du PIF. Lorsque le champ de vue est constitué d'une seule source (graphe de gauche de la figure 33), celui-ci tend à suivre une droite. Lorsque le champ de vue est constitué de deux sources, le flux par pixel se répartit du coup sur une surface (graphe du centre) proche d'un plan (graphe de droite).

Concrètement, il a donc fallu que je développe un algorithme pour réaliser le meilleur ajustement de l'hyperplan en question ainsi que son implémentation. J'invite le lecteur à se référer

⁶¹Nota : ici, les boîtes de PIFs sont des échantillons de l'espace $E_{N_{src}}$. Si on découpe chaque dimension de cette espace en n_{incr} incréments, cela donnera donc un volume total de l'espace $E_{N_{src}}$ de $(n_{incr})^{N_{src}}$ boîtes. Par exemple quand le champ de vue est constitué de 2 sources et qu'on découpe l'espace des PIFs en 9, cela donnera $9^2 = 81$ boîtes de PIF.

à l'annexe B pour une présentation du principe d'ajustement d'un plan à N dimensions avec n mesures et erreurs en utilisant une méthode de type minimisation des moindres carrés. C'est personnellement le procédé que j'ai adopté.

3. Une association méthode des PIFs - test de Rayleigh

Nous arrivons dans cette section au cœur du principe de ma méthode. En effet, dans les paragraphes précédents, j'ai fait référence à y_k comme étant égal au nombre de photons par pixel dans la k-ième boîte de PIF. Cependant, il est tout à fait concevable d'adopter la même méthode dès lors que l'on traite de mesures y_k quelqu'elles soient du moment que celles-ci sont proportionnelles au nombre de photons par pixel.

Or, **pour une source de photons émettant de façon sinusoïdale à la pulsation ω** , on s'attend par exemple à ce que les :

$$(43.47) \quad c_k(\omega) \equiv \frac{1}{n_{pix,k}} \sum_{i=1}^n \cos(\omega t_{i,k}),$$

ou de façon équivalente les :

$$(43.48) \quad s_k(\omega) \equiv \frac{1}{n_{pix,k}} \sum_{i=1}^n \sin(\omega t_{i,k})$$

suivent eux aussi cette loi ($t_{i,k}$ étant, on le rappelle, le temps d'arrivée du i-ème photon dans la k-ième boîte de PIF et n le nombre total de photons arrivés sur le détecteur). La valeur des c_k (ou s_k) devra en effet elle aussi être proportionnelle au nombre de photons présents dans chaque boîte de PIF pour une source oscillant à la fréquence ω .

De façon assez similaire aux y_k , les c_k et s_k devront donc se placer sur des hyperplans d'équation :

$$(43.49) \quad c_k(\omega) = B_c(\omega) + \sum_{j=1}^{N_{src}} A_j Q_{c,j}(\omega) p_{k,j}, \quad k \in \llbracket 1, (n_{incr})^{N_{src}} \rrbracket \text{ et,}$$

$$(43.50) \quad s_k(\omega) = B_s(\omega) + \sum_{j=1}^{N_{src}} A_j Q_{s,j}(\omega) p_{k,j}, \quad k \in \llbracket 1, (n_{incr})^{N_{src}} \rrbracket.$$

Les $Q_{c,j}(\omega)$ et $Q_{s,j}(\omega)$ seront donc respectivement les deux composantes théoriques du vecteur de Rayleigh pour la j-ème source calculée à la pulsation ω . Les termes $B_c(\omega)$ et $B_s(\omega)$ représenteront quant à eux une éventuelle contribution oscillante à la pulsation ω du fond, i.e soit provenant d'un biais instrumental non corrigé (peu probable), soit d'une source présente dans le champ de vue mais qui n'a pas été prise en compte dans le catalogue d'entrée.

Ceci signifie que l'on va pouvoir ainsi procéder de la même manière que pour obtenir les intensités $A_j I_j$, i.e, on va ajuster les $c_k(\omega)$ et $s_k(\omega)$ par des hyperplans dans l'espace des PIFs, ce qui nous donnera ensuite pour chaque pulsation ω les valeurs de $A_j Q_{c,j}$ et $A_j Q_{s,j}$ ainsi que les $B_c(\omega)$ et $B_s(\omega)$.

Dans ce cas, ce seront les $P_{c,j} = A_j Q_{c,j}(\omega)$ et $P_{s,j} = A_j Q_{s,j}(\omega)$ qui nous donneront l'information de la présence d'une éventuelle périodicité dans les données. Pour illustrer ce principe par un exemple, on pourra prendre le cas idéal où la source émet un photon à chaque phase $\varphi_i = i \times 2\pi$ et où le bruit est négligeable. Dans ce cas là, les zones du détecteur où le PIF de la source est égal à 1 vont recevoir 1 photon tous les φ_i et donc $c_k = n$, celles où le PIF est égal à 0.5, 1 photon tous les $2\varphi_i$ en moyenne et donc $c_k = n/2$, etc. . . Cela autorisera ainsi à ajuster les c_k et les s_k par l'hyperplan dans l'espace des PIFs.

Cet ajustement étant fait, on pourra alors définir les grandeurs suivantes :

$$(43.51) \quad P_{r,j}(\omega) \equiv \frac{n_{pix}}{n} [(P_{c,j}(\omega))^2 + (P_{s,j}(\omega))^2], \quad j \in \llbracket 1, N_{src} \rrbracket \text{ et,}$$

$$(43.52) \quad B_r(\omega) \equiv \frac{n_{pix}}{n} [(B_c(\omega))^2 + (B_s(\omega))^2],$$

où n_{pix} est le nombre total de pixels sur le détecteur. **Chaque $P_{r,j}$ est l'intensité de la composante modulée à la pulsation ω pour la j -ième source et exprimée en nombre d'évènements par pixel.** Elle sera donc proportionnelle à la puissance de Rayleigh par pixel de la source d'indice j . **Pour simplifier le discours, je nommerai par extension dans la suite le terme $P_{r,j}$ comme la puissance de Rayleigh liée à chaque source.**

En dépit de la présence du facteur A_j , il est possible d'accéder à une mesure de la variabilité relative de la source indépendamment du détecteur en mesurant ce facteur. En effet, celui-ci peut nous être donné par la mesure de l'intensité $(A_j I_j)^2$ correspondant à la mesure de la puissance de Rayleigh à fréquence nulle. On aura ainsi accès à la grandeur :

$$(43.53) \quad (rms/moy)^2 = \frac{P_{r,j}(\omega)}{P_{r,j}(\omega = 0)}, \quad j \in \llbracket 1, N_{src} \rrbracket.$$

En résumé, si la j -ième source oscille à la pulsation ω de manière cohérente, on s'attend à ce que $P_{r,j} \propto n$. Au contraire, si elle n'oscille pas à la fréquence testée, c'est à dire aussi bien dans le cas où celle-ci oscille mais à une autre fréquence que celle testée que dans celui où celle-ci n'oscille pas du tout, on aura $P_{r,j} = \mathcal{O}(1)$. L'application de l'algorithme précédent pourra alors se faire sur différentes pulsations ω pour chercher une éventuelle périodicité de manière systématique dans les données.

C'est ce principe général que j'ai mis en place et nous allons examiner à présent les détails pratiques et son application à des données simulées comme à des données réelles.

7

Implémentation du code et résultats

Plan du chapitre

1. Implémentation du test de Rayleigh couplé à la méthode des PIFs.....	106
§ 44. Description du code principal.....	106
§ 44.1. Paramètres d'entrée.....	106
§ 44.2. Première étape : calcul des $\cos(\varphi_i)$, $\sin(\varphi_i)$	107
§ 44.3. Deuxième étape : rangement dans les boîtes de PIFs. Implémentation d'un algorithme d'histogramme à N dimensions.....	107
§ 44.4. Troisième étape : ajustement par l'hyperplan.....	108
§ 45. Les "pixels chauds".....	109
§ 46. Réalisation d'un programme d'étude systématique de sources.....	109
§ 47. Significativité de la détection de périodicité.....	110
2. Tests sur des données simulées.....	112
§ 48. Simulation de deux sources oscillantes.....	112
§ 48.5. Comment singer une source X oscillante?.....	112
§ 48.6. Prise en compte du masque codé.....	114
§ 49. Résultats : séparation des signaux.....	115
§ 49.7. Influence du niveau de bruit.....	116
§ 49.8. Influence de la discrétisation de l'espace des PIFs.....	117
§ 49.9. Dépendance du temps de cohérence des trains d'onde.....	117
3. Et avec des sources réelles?.....	120
§ 50. Tests sur le Crabe.....	120
§ 51. Recherche de périodicités connues et inconnues dans divers types de sources.....	121
§ 51.10. Tests sur un pulsar accrétenant : Vela X-1.....	121
§ 51.11. Un QPO basse fréquence dans GRS 1915+105 détecté avec la méthode Rayleigh-PIF.....	124
§ 51.12. Résultats préliminaires de quelques sources susceptibles de présenter des QPOs et/ou pulsations.....	125
4. Conclusions, discussions et ouverture.....	127
§ 52. Avantages principaux apportés par le code Rayleigh-PIFs.....	127
§ 53. Des QPOs et modulations détectées et/ou absentes.....	129
§ 54. Vers une recherche de QPOs de faible cohérence?.....	130

À présent que les principes théoriques de la méthode que j’ai appliquée ont des contours bien définis, il nous reste toute de même à décrire sa mise en forme pratique. J’entrerais donc dans ce début de chapitre en décrivant quels moyens algorithmiques et informatiques j’ai utilisés et j’analyserai ensuite les problèmes liés à l’implémentation qui sont survenus. Par la suite, j’examinerai l’efficacité de ma méthode sur des données simulées et je la testerai enfin sur des données réelles provenant d’observations de sources différentes telles que des systèmes avec étoiles à neutrons, pulsars accrétants ou microquasars pour tenter d’y découvrir d’éventuelles périodicités.

1. Implémentation du test de Rayleigh couplé à la méthode des PIFs

§ 44. Description du code principal

§ 44.1. Paramètres d’entrée

L’analyse des données par la méthode décrite au chapitre précédent nécessite d’identifier en premier lieu les informations d’entrée dont on aura besoin pour faire tourner le code. Pour son efficacité dans la manipulation des tableaux, les routines ont toutes été écrites en Yorick⁶². La routine principale est la fonction `rayleigh_pif`. Voici donc la liste des paramètres utilisés par cette dernière :

- Évidemment, en premier lieu le programme requerra en entrée les deux tableaux fondamentaux que sont celui donnant les dates d’arrivée t_i des événements d’une part et celui donnant les valeurs des PIFs $p_{i,j}$ de chacune des sources d’autre part.
- Le fonctionnement correct de cette routine nécessite ensuite de fournir la position $M_i(x_i, y_i)$ de l’évènement sur le détecteur ainsi que le “shadowgram” de chaque source du champ de vue pour pouvoir connaître le nombre de pixels par boîte de PIF $n_{pix,k}$. Cela représentera donc avec le point précédent de mettre en entrée du programme $N_{src} + 3$ vecteurs de données de n_{evts} (pour les t_i , $p_{i,j}$, x_i et y_i) lignes auquel il faudra ajouter N_{src} tableaux à $n_{pixels,x} \times n_{pixels,y}$ dimensions (pour les shadowgrams de chaque source).
- Pour discrétiser l’espace des PIFs, il sera demandé à l’utilisateur de spécifier le nombre d’intervalles n_{incr} en lesquels le PIF de chaque source doit être divisé.
- Enfin, `rayleigh_pif` vise à générer en fin de traitement un *périodogramme de Rayleigh* (ou, à plus proprement parlé, un *fréquencegramme*). Dans cette optique, on spécifie donc en entrée un intervalle de fréquence (entre ν_{min} et ν_{max}) dans lequel on souhaite rechercher une éventuelle périodicité et le nombre n_ν de canaux fréquentiels en lesquels on souhaite le découper. On laisse alors à l’utilisateur le choix entre deux façons de calculer les fréquencegrammes. Soit on laisse ce découpage tel quel et inchangé avec éventuellement des fréquences qui ne vérifient pas la relation 37.36 vue au chapitre précédent, soit on peut lui proposer de choisir une option permettant dans ce découpage de recalculer les fréquences les plus proches qui vérifient cette relation. L’utilisateur pourra enfin, s’il le désire, choisir un découpage logarithmique de l’intervalle de fréquence.

Le programme démarre alors par l’initialisation d’une boucle sur la fréquence ν à tester. Les 3 étapes qui suivent et qui sont décrites ci-après seront alors effectuées pour chaque incrément de fréquence.

⁶²<http://www.maumae.net/yorick/doc/index.php>

§ 44.2. Première étape : calcul des $\cos(\varphi_i)$, $\sin(\varphi_i)$

Dans une première étape les phases $\varphi_i = 2\pi vt_i$ sont calculées ainsi que les $\cos(\varphi_i)$ et $\sin(\varphi_i)$. Ils sont laissés en l'état puisque leur sommation dans le cadre du test de Rayleigh ne doit intervenir qu'après avoir discrétisé l'espace des PIFs. Pour cela, la sous-routine `mk_coord` génère un tableau à $(n_{incr})^{N_{src}}$ colonnes qui vise à construire les N_{src} coordonnées de la k-ième boîte de PIF.

Par exemple, si le champ de vue est constitué de 2 sources et que l'on choisit de discrétiser la valeur de PIF de chaque source en 2 intervalles, `mk_coord` générera au total un espace à 4 boîtes de PIFs et leurs coordonnées seront alors :

$$[(0.25, 0.25), (0.75, 0.25), (0.25, 0.75), (0.75, 0.75)]$$

C'est ce tableau des PIFs qui est utilisé ensuite à l'étape 3.

§ 44.3. Deuxième étape : rangement dans les boîtes de PIFs. Implémentation d'un algorithme d'histogramme à N dimensions.

Vient à présent le rangement de toutes les données dans les " tiroirs " que sont les boîtes de PIF à l'intérieur de " l'armoire " que constitue l'espace discrétisé des PIFs. Comment réaliser alors ce rangement de la façon la plus judicieuse?

En effet, la solution la plus lourde consisterait a priori à réaliser une boucle sur le nombre de boîte de PIF, donc N_{src} boucles imbriquées, et à tester si la j-ième coordonnée $p_{i,j}$ du i-ème évènement est comprise dans un certain intervalle de PIF. Cette méthode est évidemment très coûteuse en temps de calcul. Ainsi, en ne prenant (pour l'exemple) qu'une seule source dans le champ de vue et en découpant en 3 incréments de PIF, le rangement d'un set de données de 10^7 photons prend près de 20 secondes. On se rend alors vite compte que l'augmentation du nombre de sources serait dans ce cas susceptible de tuer toute velléité d'application de notre méthode dans des temps de simulation raisonnables...

Néanmoins, l'idée m'est venue d'utiliser les fonctions avancées de Yorick. En effet, il existe notamment une fonction directement compilée à partir du code source en C et qui permet le calcul d'un histogramme d'un set de valeurs de façon très efficace. Évidemment, ici le problème est un peu différent puisqu'il s'agit de ranger les PIFs des évènements dans un espace à N_{src} dimensions et non pas une seule comme c'est le cas pour l'application directe de la fonction `histogram` simple. C'est pourquoi je me suis attelé (en collaboration avec J-B Lebouquin) à l'écriture de la fonction `histo_nD` qui permet de calculer un histogramme de n données dans un espace à N dimensions⁶³. Cette routine retourne donc directement un tableau à N dimensions et permet, avec l'utilisation de mots-clés bien choisis, de procéder au découpage des N dimensions en un nombre d'intervalles voulus. Pour que le lecteur se familiarise avec ce concept, j'ai tracé à la figure 34 un exemple d'histogramme à 4 dimensions que l'on est susceptible d'obtenir avec cette routine.

En sus des ces fonctionnalités, il est possible, au lieu de procéder à un simple histogramme, de pondérer chacun des évènements. C'est cette faculté très importante qui va nous permettre de réaliser le test de Rayleigh. En effet, au lieu d'attribuer un poids de 1 pour le i-ème évènement, il suffira de lui affecter un poids égal à $\cos(\varphi_i)$ ou $\sin(\varphi_i)$ et de faire tourner la fonction `histo_nD` qui permet une telle pondération. Le résultat de l'opération donnera ainsi la somme désirée des $c_k = \sum_i (\cos(\varphi_i))_k$ ou $s_k = \sum_i \sin(\varphi_i)_k$ effectuée dans la k-ième boîte de PIF.

⁶³Disponible en ligne sur http://www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/~ccabanac/yorick/histo_nD.i.

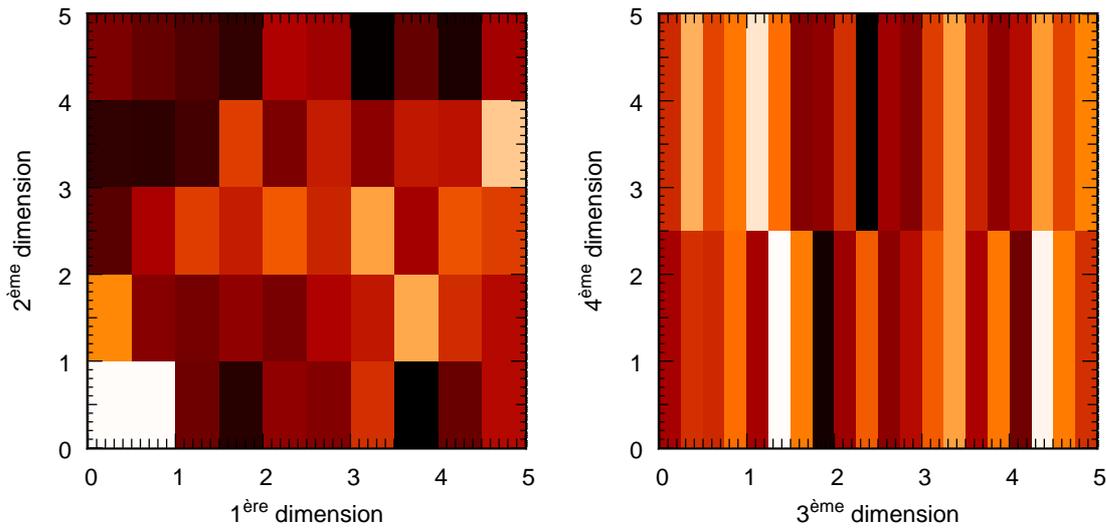


Fig. 34. Exemple de projections de l’histogramme obtenu avec `histo_nD` pour un cube de donnée à $N = 4$ dimensions et $5 \cdot 10^5$ points de mesure dont les valeurs sont aléatoirement distribuées entre 0 et 5 dans chaque dimension. Le découpage est de 10 intervalles pour la 1ère dimension, 5 pour la deuxième, 20 pour la troisième et 2 pour la quatrième. L’image de gauche correspond à la projection de l’histogramme à 4 dimensions obtenu sur le plan de coordonnées 0.125 selon la 3ème dimension et 1.25 selon la 4ème. De même, l’image de droite est la projection sur le plan de coordonnées 0.75 selon la 1ère dimension et 2.5 selon la deuxième. Les niveaux de couleurs sont ajustés à la plus haute valeur de l’histogramme (214, en noir) et à la plus basse (298, blanc).

On pourra enfin noter que l’utilisation de cet algorithme fait gagner un temps considérable puisqu’il diminue d’un facteur 10 environ le temps de calcul rien que dans le cas d’une seule source dans le champ de vue et avec un découpage en 4 intervalles des PIFs. Quand le nombre de sources augmente, ce gain de temps va croître ensuite dans un rapport $(n_{incr})^{N_{src}} \dots$

De la même manière, la prise en compte de la non-équiprobabilité des boîtes de PIFs est réalisée en utilisant de nouveau la fonction `histo_nD`. Celle-ci va permettre en effet, en mettant le “shadowgram” de chaque source en entrée, de connaître le nombre de pixel par boîte de PIF (la figure 32 de la page 100 a ainsi été obtenue avec cette fonction).

§ 44.4. Troisième étape : ajustement par l’hyperplan.

La troisième et dernière principale étape consiste à réaliser l’ajustement des mesures par l’hyperplan. Ce que l’on appellera mesures, ce sont, comme on l’a vu au chapitre précédent, les c_k et s_k . On va ainsi obtenir les $P_{c,j}$, $P_{s,j}$, B_s et B_c (cf équations 43.49 et 43.50 page 102). Ensuite, l’algorithme additionne leurs carrés et renormalise par le nombre total de photons reçus sur le détecteur. On obtient alors les $P_{r,j}$ pour chaque source.

Il est important de noter que mes ajustements des hyperplans sont réalisés de manière analytique par des techniques d’inversions directes liées à la méthode des moindres carrés : les calculs ont été réalisés en suivant l’algorithme décrit à l’annexe B. Ici, dans notre cas il suffira de remplacer les intensités I_j par les $P_{c,j}(\omega)$ (respectivement les $P_{s,j}(\omega)$) et les y_k par les c_k (respectivement s_k).

Évidemment, il s’agit d’un ajustement en prenant en compte aussi l’erreur σ_k que l’on fait sur

chaque mesure (c_k ou s_k). J'ai pris dans mon cas σ_k égale à la racine carrée du nombre de photons arrivés dans la k -ième boîte⁶⁴.

§ 45. Les "pixels chauds"

Un tout autre problème doit à présent être soulevé et qui n'est pas à proprement parlé lié à la méthode que j'ai développée. En effet, celui-ci est dû à un petit défaut inhérent à tout détecteur et dont nous avons déjà évoqué l'existence dans la partie consacrée à l'étude d'IGR J19140+0951 (page 53 de ce manuscrit) : la présence de "pixels chauds".

En effet, certains pixels peuvent se mettre à s'allumer de manière continue ou erratique sans qu'ils aient été excités au préalable par un photon et ce sur une durée indéterminée. Un tel comportement est donc susceptible de contaminer notre traitement temporel puisque l'intensité brute enregistrée et émanant de ces pixels n'est pas du tout négligeable⁶⁵. C'est d'ailleurs le fait que ces pixels arborent une intensité anormalement élevée qui va nous permettre de traiter ce problème relativement facilement comme nous allons le voir.

Une première fausse bonne solution consisterait à réagir comme avec une image provenant d'un instrument "normal" qui présente des irrégularités dues aux cosmiques, à des pixels morts, ou chauds : en général, l'idée est alors d'appliquer un filtre médian sur tous les pixels contigus à l'irrégularité de l'image. Cependant, dans notre cas ce ne sera peut-être pas la solution optimale. En effet, l'application d'un filtre médian présuppose implicitement qu'il y a plus ou moins continuité de l'image sur le détecteur. Or dans notre cas, la présence du masque change complètement la donne puisque le flux entre 2 pixels contigus du détecteur pourra-être relativement décorrélé⁶⁶.

Je lui ai donc préféré la deuxième option assez simple qui consiste à utiliser un algorithme permettant de repérer la position absolue de ces pixels chauds. L'étape suivante repose alors sur l'élimination pure et simple de tous les événements du jeu de données qui proviennent de ces pixels. Pour leur repérage sur le détecteur, on s'aidera du fait qu'ils doivent donner un signal beaucoup plus intense que les autres. Ainsi, il suffira de tracer la distribution du nombre de pixels en fonction de l'intensité et d'éliminer tous ceux qui se trouvent dans la queue de la distribution. Concrètement, cela sera réalisé en numérotant tous les pixels⁶⁷ et en réalisant un histogramme de l'intensité. On peut ainsi suivre la procédure d'élimination des pixels chauds (réalisée par la routine `elimination_hot_pixels`) sur la figure 35.

§ 46. Réalisation d'un programme d'étude systématique de sources

On a vu que la fonction `rayleigh_pif` constituait le corps de ma méthode. Cependant, de manière pratique l'utilisation de cette dernière pourra se révéler un peu fastidieuse. En effet, elle sera bien adaptée au test sur un seul jeu de données dont il aura fallu au préalable extraire les événements et leur PIF pour des sources données par les commandes d'OSA `evts_extract`

⁶⁴Afin de donner un poids statistique plus important aux boîtes de PIFS dans lesquels un plus grand nombre de photons est arrivé.

⁶⁵Il est néanmoins plausible que le test de Rayleigh arrive à filtrer à lui seul ces pixels chauds puisqu'il est peu probable que ces pixels chauds présentent alors une modulation périodique de leur signal. Cependant, j'ai préféré appliquer le filtrage décrit étant donné sa rapidité et sa facilité de mise en œuvre.

⁶⁶L'autocorrélation du masque est une fonction qui doit s'annuler très rapidement pour augmenter le pouvoir de séparation de l'instrument.

⁶⁷en transformant le tableau à 2 dimensions des intensités reçues en un vecteur : on met toutes les colonnes du tableau bout à bout.

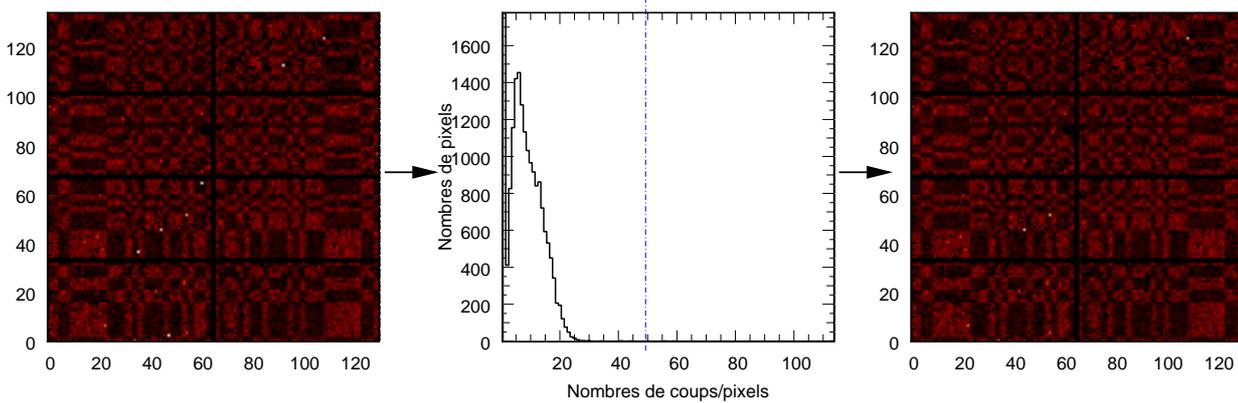


Fig. 35. Processus d'élimination des pixels chauds. À gauche : intensité reçue par le détecteur avant filtrage des pixels "chauds" sur une observation du Crabe (seule source dans le champ de vue, les structures du masque apparaissent donc clairement). Les pixels chauds apparaissent clairement par leur forte intensité (points blancs). Au centre : histogramme du nombre de pixels en fonction de leur intensité. On choisit alors sur le graphe (i.e "à la main") la valeur à partir de laquelle on considère que l'intensité donnée par un pixel vient d'un pixel mort. Il faut donc prendre cette limite en dehors de la distribution principale. Ici par exemple la valeur limite est de 48 coups reçus. À droite résultat de l'intensité reçue par le détecteur après le filtrage. Le nombre d'évènements supprimés est de 880 sur un total de 125048. On notera que sur cet exemple il aurait peut-être fallu prendre une valeur inférieure pour nettoyer les données des 2 ou 3 pixels chauds encore présents après filtrage.

et `ii_pif_build`. Cependant, je voulais aussi généraliser ma méthode en l'automatisant afin de pouvoir réaliser une étude systématique sur des données provenant d'objets dont le champ de vue est totalement différent ou plus simplement en étudiant l'évolution des fréquences de Rayleigh d'un objet donné sur plusieurs scw.

C'est pourquoi j'ai décidé d'ajouter une couche supérieure au traitement des données en concevant un programme qui réalise à la fois la pré-réduction des données, puis l'analyse par la méthode combinée du test de Rayleigh et de la méthode des PIFs. Pour effectuer cette tâche, j'ai eu la chance de pouvoir encadrer deux étudiants en Master première année de Physique, J. Odier et X. Unyer, en leur proposant un stage d'une durée de 2 mois (Juin-Juillet 2005). Le résultat est très satisfaisant puisqu'ils ont écrit un programme en Yorick permettant d'atteindre ces objectifs. Celui-ci permet ainsi de choisir à partir d'une observation donnée quelles sources on choisit de prendre en compte dans le champ de vue pour réaliser le test de Rayleigh (les autres étant alors considérées comme du "bruit"). Je leur ai ensuite proposé de concevoir un algorithme permettant de détecter automatiquement dans les fréquences obtenus les pics candidats à une modulation. Ce dernier volet est quant à lui encore en développement.

§ 47. Significativité de la détection de périodicité

On constate qu'à priori les fréquences obtenus vont faire apparaître des pics quelque soit la fréquence testée. Pourtant, il est légitime de s'interroger à partir de quel moment un pic enregistré dans un fréquences pourra-t-il être considéré comme une période propre à la source et non un artefact lié aux fluctuations statistiques. On a pour cela à priori deux méthodes à notre disposition qui sont l'une d'ordre théorique et l'autre pratique.

- La première est liée à l'étude à laquelle j'ai déjà procédé au chapitre précédent au § 38. On a vu que dans le cas d'un test de Rayleigh simple, la mesure d'une puissance de Rayleigh $u = nR^2$ pouvait permettre de déduire la valeur la plus probable de la fraction modulée x du signal ainsi qu'un intervalle d'erreur sur cette valeur. Cependant, en

pratique on aura beaucoup de mal à implémenter cette méthode lorsqu'on mélange ce test à la méthode des PIFs. En effet, la normalisation de la puissance $P_{r,j}$ dépend de nombreux paramètres du fait du facteur A_j vu au chapitre précédent qui fait intervenir la structure du masque (sa transparence), la surface collectrice, la position de la j -ième source dans le champ de vue (vignelage), la durée d'exposition, ... Il va donc falloir se donner une référence objective pour pouvoir caractériser la présence ou l'absence d'un pic.

- Pour surmonter ce problème, j'ai donc mis au point un test pratique et très simple dont le principe est le suivant : lors du traitement des données réelles par la routine `rayleigh_pif`, en parallèle je génère un jeu d'évènements $t_{i, fak}$ aléatoires dont le nombre total $n_{events, fak}$ est égal au nombre d'évènement n_{events} de l'observation et les temps d'arrivée du premier et du dernier photon de la "fausse distribution" sont les mêmes que ceux de la vraie observation. À ce jeu d'évènement aléatoire $t_{i, fak}$ j'affecte ensuite les mêmes PIFs $p_{i,j}$ que pour la vraie observation⁶⁸. Ensuite je procède à l'application de la routine `rayleigh_pif` exactement de la même manière qu'avec les données réelles. Il suffira enfin de comparer les fréquences obtenus avec les t_i réels et simulés $t_{i, fak}$: on repérera alors les périodicités candidates par les pics sortant clairement du niveau moyen de ce bruit simulé.

On pourra cependant objecter que le bruit aléatoire introduit est lui même soumis à des fluctuations d'ordre statistique dûes au fait que le nombre de photons tiré n'est pas infini. Ces fluctuations statistiques de deuxième ordre peuvent ainsi créer des faux pics. Cependant, si on répète l'algorithme précédent une autre fois, il est probable que ces fluctuations vont se déplacer dans le fréquencesgramme. Et en procédant de façon itérative, on doit tendre vers le fréquencesgramme théorique sous la condition d'hypothèse nulle H_0 . Pratiquement, comme le test de Rayleigh prend quand même un peu de temps, j'ai limité ce nombre d'itérations n_{iter} à une ou deux pour la recherche simple de périodicité, et à une dizaine lorsque je voulais obtenir une confirmation sur une candidate probable.

L'algorithme pratique pour confirmer une périodicité supposée sera donc le suivant : on demande au préalable à l'utilisateur à quelle précision relative ϵ il désire confirmer une périodicité. Ensuite, on calcule n_{iter} fréquencesgrammes correspondant à des temps d'arrivée aléatoire. Enfin, pour chaque fréquence ν , on calcule la valeur moyenne moy du fréquencesgramme et sa déviation standard rms sur les n_{iter} itérations. Le principe est alors de comparer le fréquencesgramme :

$$(47.54) \quad P_{r,random} = moy + \epsilon rms \sqrt{\frac{n_{iter}}{n_{iter} - 1}}$$

au fréquencesgramme réel P_r ⁶⁹. **Si on trouve une (ou des) fréquence telle que $P_r > P_{r,random}$ alors les données doivent présenter une périodicité pour cette fréquence à au moins $\epsilon\sigma$ près. Les fréquencesgrammes aléatoires ainsi simulés $P_{r,random}$ seront représentés dans les figures de ce manuscrit par des pointillés bleus.**

Un autre avantage non négligeable de cette méthode pratique est qu'elle permet en outre de tester la significativité d'un pic même lorsque le critère 37.36 n'est pas respecté : avec cette méthode on peut même tester n'importe quelle hypothèse ayant une distribution sous-jacente donnée.

⁶⁸Concrètement cela signifie que l'on procède comme si le même jeu de pixel était excité que pendant l'observation et un même nombre de fois, mais néanmoins avec des temps d'arrivée complètement aléatoires.

⁶⁹Le terme en $\sqrt{\frac{n_{iter}}{n_{iter}-1}}$ est mis pour rendre compte du fait que l'on réalise un nombre fini de tests. On obtient ainsi l'écart-type non biaisé. Le biais provient effectivement du fait que pour calculer l'écart type on ne prend pas la vraie valeur moyenne du jeu de données aléatoire, mais un estimateur de cette moyenne (qui est ici moy).

Un exemple est alors visible sur la figure 45 de gauche : lorsqu'on se rapproche des très basses fréquences, le fréquencesgramme lié aux données aléatoires peut alors présenter des oscillations. C'est donc seulement la comparaison entre l'analyse avec les données réelles et celles simulées qui nous permettra de tirer des conclusions quant à la présence éventuelle d'une modulation dans les données.

- **Prise en compte des incertitudes sur l'ajustement de l'hyperplan.** Dans les fréquencesgrammes tracés ci-après, le lecteur pourra remarquer que sur certains figurent des barres d'erreurs. Celles-ci ont été évaluées en calculant l'incertitude que l'on fait sur l'ajustement des c_k et des s_k par les $P_{c,j}$ et les $P_{s,j}$ dans l'espace des PIFs. Les erreurs tracées correspondront ici à une variation de $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2 = 2.706$ lorsque l'on modifie la valeur d'un des paramètres $P_{c,j}$, $P_{s,j}$, B_c ou B_s . Par souci de clarté dans la lecture des fréquencesgrammes parfois chargés, je ne les ai pas tracées dans tous les cas.

2. Tests sur des données simulées

La première partie de validation de la méthode doit évidemment s'appuyer sur des données dont on est sûr qu'elles contiennent une modulation périodique. Le but de cette section sera donc de décrire comment j'ai simulé de telles données et de les soumettre à mon test.

§ 48. Simulation de deux sources oscillantes

Simuler l'arrivée de photons sur ISGRI provenant de deux sources factices qui oscillent à des fréquences différentes ν_1 et ν_2 relève de la gageure à deux niveaux :

- Tout d'abord, à partir d'un flux théorique d'une source (qui dépend du temps), il va falloir trouver un moyen de générer un flux de photons qui suit cette distribution théorique.
- Ensuite, il va falloir tenir compte de l'effet du masque sur les photons provenant de chacune des sources. Ceux arrivant sur une zone remplie seront en effet absorbés, tandis que les autres seront susceptibles de passer. . .

Fort heureusement, les deux effets précédents étant à priori indépendants, on pourra traiter ces problèmes l'un après l'autre et dans l'ordre que l'on désire.

§ 48.1. Comment singer une source X oscillante?

Le but étant ici de simuler l'émission de photons par une source oscillante, il faudra en premier lieu convenir de la courbe de lumière théorique que celle-ci est censée arborer. Les centres d'intérêts de mes recherches étant plutôt centrés sur l'effet des mécanismes d'accrétion dans le domaine temporel, j'ai préféré simuler des oscillations se rapprochant de la sinusoïde plutôt que des pulses brefs.

Pourtant, malgré cela il est difficile de connaître la forme de la courbe de lumière théorique associée à un QPO par exemple. Comme ces derniers sont souvent ajustés dans les spectres de puissance par des Lorentziennes, on pourra supposer que la courbe de lumière peut suivre celle d'un oscillateur harmonique amorti. C'est le choix que j'ai fait et j'y ai rajouté en plus la possibilité qu'il survienne dans la durée totale de l'observations de plusieurs QPO à la même fréquence. Une courbe de lumière théorique typique que j'ai prise est visible sur la figure 36 de gauche.

Une fois que l'on s'est fixé cette distribution théorique en fonction du temps, comment obtenir un tirage des photons qui respecte cette statistique? Pour cela, nous pourrions inviter le lecteur à

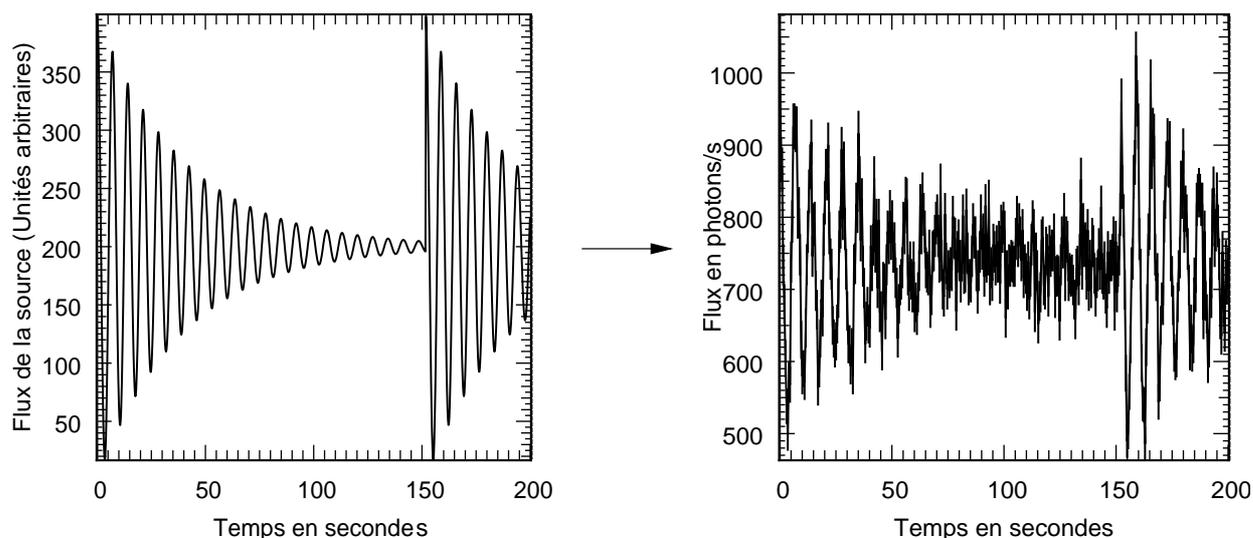


Fig. 36. À gauche : Courbe de lumière théorique typique choisie pour tester la méthode et utilisant la routine `simu_qpo_exp_niveau`. La source émet alors pendant toute la durée de l'observation deux oscillations périodiques dont les phases de départ sont aléatoires. La fréquence de cette oscillateur harmonique amorti est d'environ 0.14 Hz . Une partie de la fonction `simu_2source_puls_qpo` réalise alors le tirage des photons conformément à cette courbe de lumière. Une courbe de lumière résultante obtenue avec 5.10^4 photons provenant de la source et un rajout de 10^5 photons de bruit est visible sur le tracé de droite. Le temps d'échantillonnage pour tracer cette courbe de lumière est de 0.5 s

se référer aux méthodes qui sont décrites plus précisément dans la partie IV de ce manuscrit (au § 64.2, page 155). Cependant, force est de constater que pour le genre de distribution qui nous intéresse la méthode la plus utilisée qu'est la transformée inverse se révélera caduque⁷⁰. Reste alors comme possibilité les méthodes de type rejet de Von-Neumann. Je dispenserai le lecteur d'un aller-retour dans ce manuscrit en décrivant uniquement la façon pratique à laquelle j'ai procédé dans ce cas bien précis.

Dans la situation qui m'intéresse, j'ai simulé un grand nombre de temps d'arrivée t_i . La fonction de distribution f choisie et générée par la routine `simu_qpo_exp_niveau` prend des valeurs comprises dans l'intervalle $[0, 2]$ (les oscillations se font autour du niveau moyen de f à la valeur 1). Je tire ensuite une série de nombres aléatoires ξ_i (ayant le même nombre d'éléments que les temps t_i) dont les réalisations sont uniformes dans l'intervalle $[0, 2]$ et je teste la condition suivante :

$$(48.55) \quad \xi_i < f(t_i).$$

Je garde enfin uniquement les temps d'arrivée t_i vérifiant la relation précédente. Avec ce dernier test, on constate que si le flux théorique est bas on aura peu de chance que la relation 48.55 soit réalisée et donc on aura un nombre de photons produits assez réduit et inversement si le flux théorique de la source est haut. Évidemment, cette méthode sera un peu coûteuse puisque cela nécessite de rejeter en moyenne un photon sur deux.

Comme en pratique le flux de la source arrivant sur le détecteur sera toujours mélangé à une composante bruitée, j'ai en outre rajouté artificiellement un bruit poissonien (i.e réparti uniformément sur l'intervalle de temps d'observation) dont je peux modifier le niveau relatif par

⁷⁰En effet, la fonction de distribution pour un oscillateur harmonique amorti est du type $f(t) = Ce^{-kt} \cos(\omega t)$. Si la fonction de répartition F est facilement calculable analytiquement ($F(t) = C/(k^2 + \omega^2)e^{-kt}[-k \cos(\omega t) + \omega \sin(\omega t)]$), il en sera autrement pour sa fonction inverse...

rapport au signal de la source. Le résultat d'une telle simulation est alors visible sur la figure 36 de droite.

§ 48.2. *Prise en compte du masque codé*

Revenons à présent à l'effet que doit produire la traversée du masque sur les photons ainsi générés. La réponse à un tel problème pourrait être de simuler le passage du masque proprement dit en fonction de la position de la source et l'arrivée sur le détecteur des photons non absorbés. Évidemment, j'aurai pu écrire une routine effectuant ce calcul quelque-soit la position de la source dans le champ de vue. Néanmoins il semble qu'une solution bien plus pratique soit d'utiliser une information déjà disponible avec le traitement des données réelles : celle apportée par les "shadowgrams" générés par le programme `ii_pif_build`. En effet, on a déjà mentionné le fait que ceux-ci traduisent la probabilité qu'une source donnée illumine un pixel donné⁷¹.

L'algorithme de sélection des n photons qui ont passé le test ressemblera alors beaucoup au précédent puisqu'il se fera de la manière suivante pour la j -ème source:

- (1) On procède au tirage aléatoire d'une position d'arrivée des n photons sur le détecteur (jusqu'ici la distribution sous-jacente est aléatoire). Ceux-ci seront donc repérés par leur abscisse x_i et leur ordonnée y_i ($i \in \llbracket 1, n \rrbracket$).
- (2) On effectue ensuite un tirage d'une variable aléatoire η_i uniforme sur l'intervalle $[0, 1]$ et on réalise le test suivant :

$$(48.56) \quad \eta_i < shdg_j(x_i, y_i),$$

où $shdg_j(x_i, y_i)$ représente la valeur du PIF de la j -ième source à la position (x_i, y_i) du détecteur.

- (3) On ne garde ensuite que les m photons vérifiant la relation précédente (ainsi, $m < n$).
- (4) On stocke alors, pour le i -ème photon parmi les m ayant passé le test, les valeurs des PIFs $p_{i,j}$ de chaque source ($j \in \llbracket 1, N_{src} \rrbracket$). Ceci est réalisé afin de pouvoir construire le tableau des PIFs nécessaire à mon analyse de combinaison test de Rayleigh-méthode des PIFs.

On réitère alors ce processus en reproduisant à nouveau toute cette série de test mais en passant de la source j à la source $j + 1$. Des photons issus d'un bruit poissonnien indépendant de la source considérée (et arrivant donc uniformément sur le détecteur) sont ensuite ajoutés. À la fin, tous les temps d'arrivée de photons sont mis dans un même tableau bout à bout et ordonnés de manière chronologique. Le tableau des PIFs subira lui aussi le même sort. Un exemple avec la simulation de 2 sources oscillant à des fréquences différentes est tracé sur la figure 37.

Au bilan on peut évaluer un ordre de grandeur du nombre de photons que l'on perd au total avec ces simulations. Pour chaque source en effet, on a vu que le tirage pour reproduire la courbe de lumière faisait perdre la moitié des photons. En ce qui concerne le passage du masque, le rapport entre les photons simulés et ceux tirés va en fait être exactement égal à la moyenne des valeurs des PIFs de chaque source où, de manière équivalente, à la transparence moyenne du masque. En ce qui nous concerne, celle-ci atteint environ 0.5 pour une source dans le champ pleinement codé d'IBIS⁷². Ainsi, il ne restera environ qu'un quart des photons que l'on a tirés pour chaque source.

⁷¹Attention, quand il existe N_{src} sources dans le champ de vue, en toute rigueur la probabilité P_k qu'un pixel donné soit illuminé par la k -ième source est $P_k = p_k / \sum_j p_j$ où les p_j , ($j \in \llbracket 1, N_{src} \rrbracket$) sont les valeurs des PIFs de chaque source pour ce pixel.

⁷²Par exemple elle vaut 0.47 pour GRS 1915+105 (située dans l'axe d'IBIS) dans la scw n° 43 de la révolution 48.

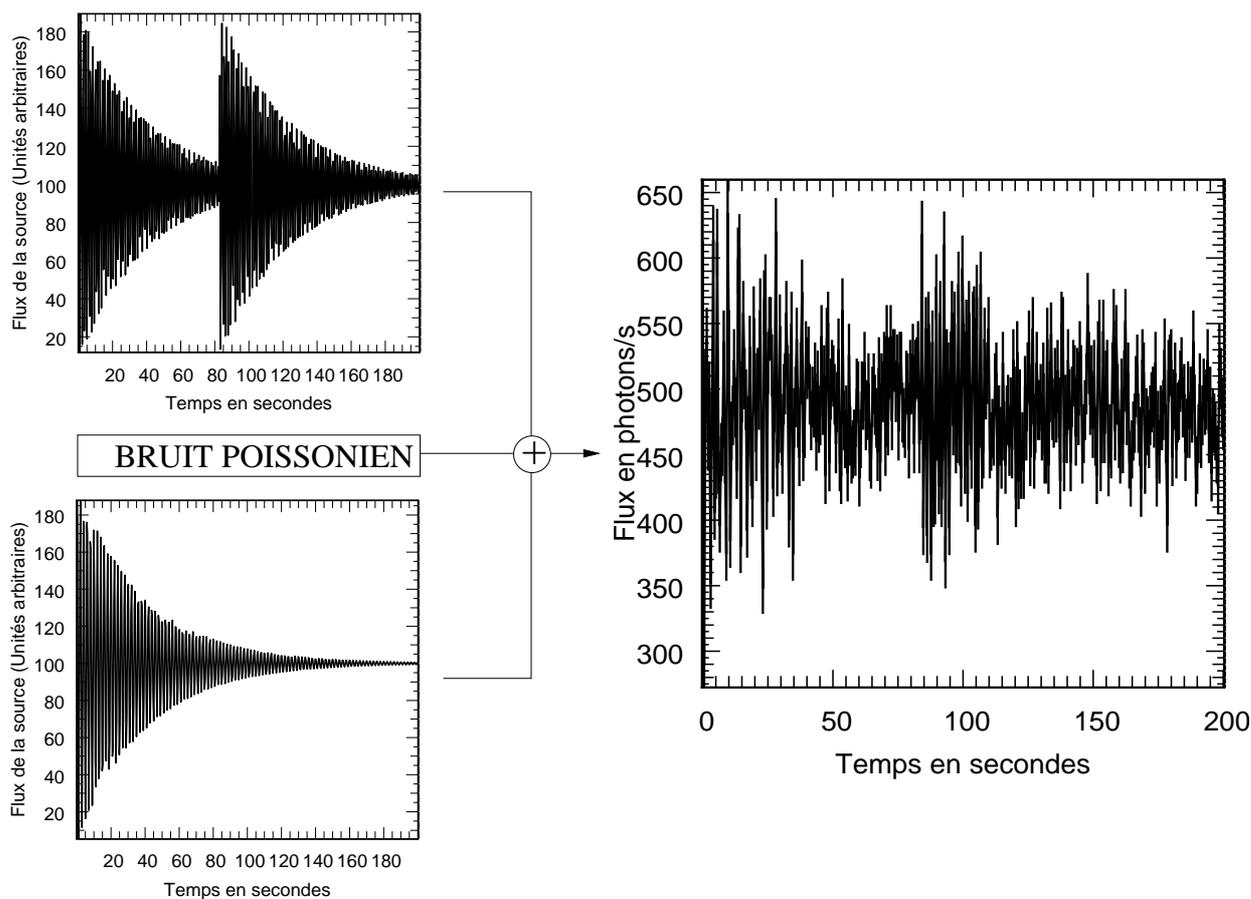


Fig. 37. Exemple de simulations de la réception de photons par ISGRI après passage du masque et émis par deux sources oscillants à des fréquences différentes $\nu_1 = \sqrt{2}/2 \sim 0.7 \text{ Hz}$ (en haut à gauche, courbe de lumière théorique) et $\nu_2 = 0.5 \text{ Hz}$ (en bas à gauche, courbe de lumière théorique). Le nombre de photons ayant réussi à passer le masque pour la première comme pour la deuxième source est d'environ 2.3×10^4 , 2.4×10^4 et un bruit de $5 \cdot 10^4$ photons a été rajouté (nombres cohérents avec les observations réelles). L'échantillonnage de la courbe de lumière obtenue (à droite) est de nouveau de 0.5 s. On a aussi simulé la présence de deux QPOs dans la courbe de lumière en haut à gauche.

§ 49. Résultats : séparation des signaux

Bien évidemment notre étude ne va pas s'arrêter en si bon chemin et nous allons à présent analyser les résultats de l'application de notre méthode à ces simulations. J'ai donc procédé à l'analyse avec ma routine `rayleigh_pif` de quelques données simulées avec des paramètres d'entrée raisonnables.

Pour cela, j'ai d'abord repris les listes d'évènements et le tableau des PIFs générés pour tracer la figure 37 et je leur ai fait passer mon test. Les résultats sont visibles sur la figure 38 et on peut en tirer deux conclusions générales au premier abord :

- Il y a **séparation claire des deux signaux périodiques** : bien que les données brutes soient un mélange des signaux de la source numéro 1 et 2, les fréquences obtenus après application de notre méthode permettent un isolement des deux pics. Le pic de la source numéro 1 ne se retrouve ainsi pas à un niveau supérieur aux fluctuations statistiques dans le fréquencesgramme de la source 2 et inversement.
- Bien que le **bruit en nombre de photons soit prépondérant** (ce qui en pratique est souvent le cas dans les données d'ISGRI), les **pics** dans le fréquencesgramme **apparaissent nettement**. Nous verrons ensuite que le bruit doit être à un niveau

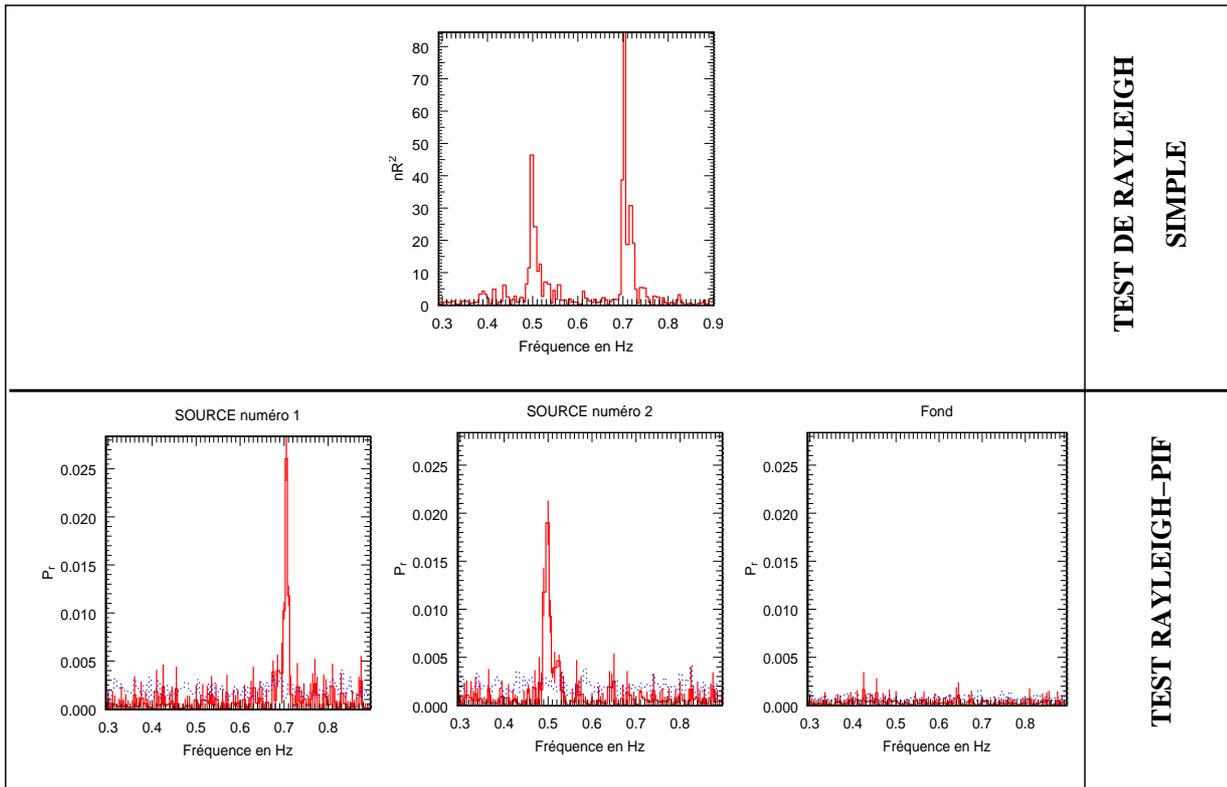


Fig. 38. Fréquencegrammes issus de l’application de notre méthode de “combinaison Rayleigh-PIF” (3 médaillons du bas) sur les données simulées de la figure 37 et comparaison avec un fréquencegramme de Rayleigh effectué sur les données brutes (médaillon du haut). Les sources sont distantes de 1° . Leurs shadowgrams sont ceux de droite et du centre de la figure 31 page 98. On a pris $n_{incr} = 5$. Pour la signification des courbes tracées en pointillés bleus et les barres d’erreurs, se référer au § 47 ($n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 3$).

très supérieur aux signaux pour qu’il en perturbe l’analyse. Ceci est un avantage intrinsèquement lié au test de Rayleigh.

Enfin, on pourra s’intéresser aux détails matériels d’une telle simulation et notamment du prix à payer en terme de ressources de calculs. Pour donner un ordre de grandeur de temps de calcul, avec 2 sources dans le champ de vue, au total 10^5 photons, $n_{iter} = 2$ itérations pour tester la significativité et un découpage en 25 boîtes de PIFs, mon code prend environ 35 secondes. À titre de comparaison, un test de Rayleigh simple sur les mêmes données brutes comme celui effectué sur le médaillon du haut de la figure 38 prend déjà un peu plus de 5 secondes. Le coût en temps n’est donc pas mauvais en regard du gain en information : il ne faut quand même pas oublier qu’en prenant un photon individuellement, on ne pourra jamais dire s’il appartient à la source 1, 2 ou au bruit!

Ma méthode permet donc avec un raisonnement statistique adéquat de réaliser un test de Rayleigh qui ne s’applique normalement qu’à des photons individuels. . .

§ 49.1. Influence du niveau de bruit

Attachons nous à présent à examiner les limites de notre méthode en faisant varier les paramètres d’entrée des simulations des sources et/ou ceux de la routine `rayleigh_pif`. Commençons donc par analyser l’impact du niveau de bruit dans les données simulées sur l’aptitude de notre méthode à détecter une oscillation. Pour cela, j’ai simulé le tirage de photons provenant de sources présentant les mêmes courbes de lumière que précédemment, auquel j’ai ajouté un bruit dont j’ai

progressivement augmenté le niveau. Je suis ainsi parti d'un nombre de photons provenant du bruit qui était équivalent au nombre de photons de la source, jusqu'à tester des données simulées où le nombre de photons du bruit étaient jusqu'à 40 fois plus grand que ceux provenant des deux sources. Les résultats sont alors visibles sur la figure 39. Le nombre de photons provenant des sources reste ainsi le même que pour les simulations précédentes (cf figure 37), i.e de l'ordre de $2.5 \cdot 10^4$ photons, mais on rajoute ensuite un bruit allant de $2 \cdot 10^5$ à $8 \cdot 10^5$ photons. On étudie ainsi des signaux dont le rapport entre le signal de la source et le bruit de fond varie donc ici d'un facteur $1/8$ à un facteur $1/32$.

La conclusion que l'on peut en tirer sera que même avec un bruit de fond prédominant sur le signal de la source " $S/N'' \sim 1/8$ (figures du haut) les signaux seront clairement bien détectés. Au delà de " $S/N'' \sim 1/32$ les pics correspondant ne se distinguent plus vraiment du bruit .

Cette efficacité dans la détection de signaux périodiques avec un haut de niveau de bruit est en réalité une conséquence de la méthode de Rayleigh : en effet le fait de passer dans l'espace des fréquences permet de dissocier la composante continue (i.e le signal de la source en l'absence de modulation ou le bruit), qui sera égale à l'intensité de la puissance de Rayleigh à $\nu = 0$, du signal modulé. Cet effet est tout à fait analogue aux propriétés intrinsèques de la transformée de Fourier. Cet essai confirme cependant le fait que la mise au point de notre méthode n'a pas altéré ces propriétés.

§ 49.2. Influence de la discrétisation de l'espace des PIFs

On peut ensuite examiner l'influence qu'exerce le découpage de l'espace des PIFs sur les fréquences obtenus. En effet, dans la mesure où les conditions matérielles le permettent⁷³, on aurait intérêt a priori à multiplier le nombre de boîtes de PIFs pour réaliser un bon ajustement de l'hyperplan. En théorie cependant, il va évidemment exister une limite haute à partir de laquelle l'augmentation du découpage ne servira plus à grand chose : c'est le cas lorsque certaines boîtes de PIFs ne seront plus remplies par aucun photon.

Grosso-modo et concrètement, j'ai pu noter qu'il était difficile d'aller au delà d'un découpage par une centaine de boîtes de PIF pour une observation comportant de l'ordre de 10^5 photons. Ceci peut paraître surprenant puisqu'on pourrait avec un raisonnement simpliste dire que si tous les photons remplissent de manière naturelle et homogène toutes les boîtes de PIFs, il devrait y avoir en moyenne 1000 photons par boîtes de PIFs. Mais là où le bat blesse, c'est que justement pour une observation normale, toutes les boîtes de PIFs ne sont pas équiprobables (on a vu que les PIFs avec des valeurs intermédiaires sont clairement défavorisés).

Une étude de l'évolution des fréquences obtenus en fonction du découpage de l'espace des PIFs est alors visible sur la figure 40. On peut remarquer alors que conformément à ce que l'on attend a priori, la valeur de la puissance de Rayleigh P_r obtenue semble assez vite converger vers une valeur fixe avec l'augmentation du découpage. En pratique, on remarquera qu'un découpage en 4, 5 ou 6 incréments de chaque dimension de l'espace des PIFs est suffisant pour obtenir une puissance de Rayleigh de chaque source cohérente.

§ 49.3. Dépendance du temps de cohérence des trains d'onde.

Un point intéressant à examiner est celui de la cohérence du signal d'entrée. En effet, on peut imaginer que la courbe de lumière théorique de l'objet étudié ne soit pas exactement celle d'une seule excitation d'un oscillateur harmonique amortie mais constituée de plusieurs oscillations dont les phases d'origine seraient aléatoires. On peut ainsi avoir dans la durée ΔT de

⁷³On sait que le nombre de boîtes de PIFs augmente drastiquement avec le nombre de sources prises en compte et le nombre d'incrément n_{incr} , ce qui va ainsi augmenter le temps de calcul ou diminuer la mémoire disponible.

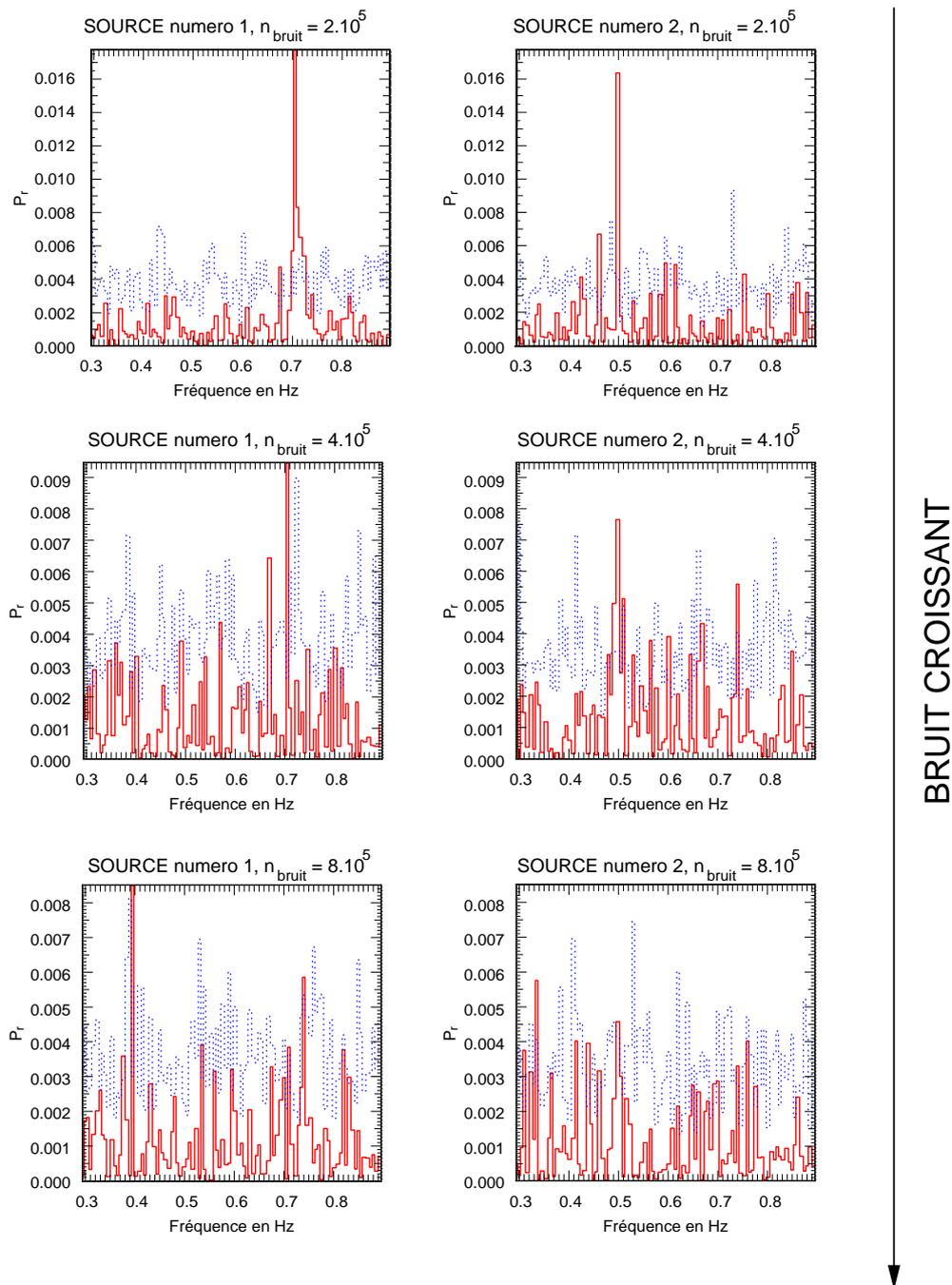


Fig. 39. De haut en bas, évolution des fréquencegrammes avec l’augmentation du niveau de bruit. Les niveaux de bruit n_{bruit} sont libellés en nombre de photons que l’on introduit en plus dans la simulation des deux sources pulsantes. Les paramètres pour les 2 sources sont les mêmes qu’à la figure 37, mais il s’agit de trois simulations différentes. Cf § 47 pour la signification des courbes en pointillés bleus ($n_{\text{iter}} = 10$ et $\epsilon = 3$).

l’observation un nombre n_{QPO} de “trains d’onde” (un exemple est tracé sur la figure 37 du bas à gauche avec $n_{QPO} = 2$). On peut examiner ainsi la dépendance de notre test lorsqu’on augmente n_{QPO} sur la figure 41.

De manière assez logique, il semble que plus le temps de cohérence diminue, plus le pic tend à s’élargir et à se noyer dans le bruit. Ceci est une conséquence assez logique de la méthode de Rayleigh. En effet, si on prend la durée totale d’observation, les vecteurs de Rayleigh associés à

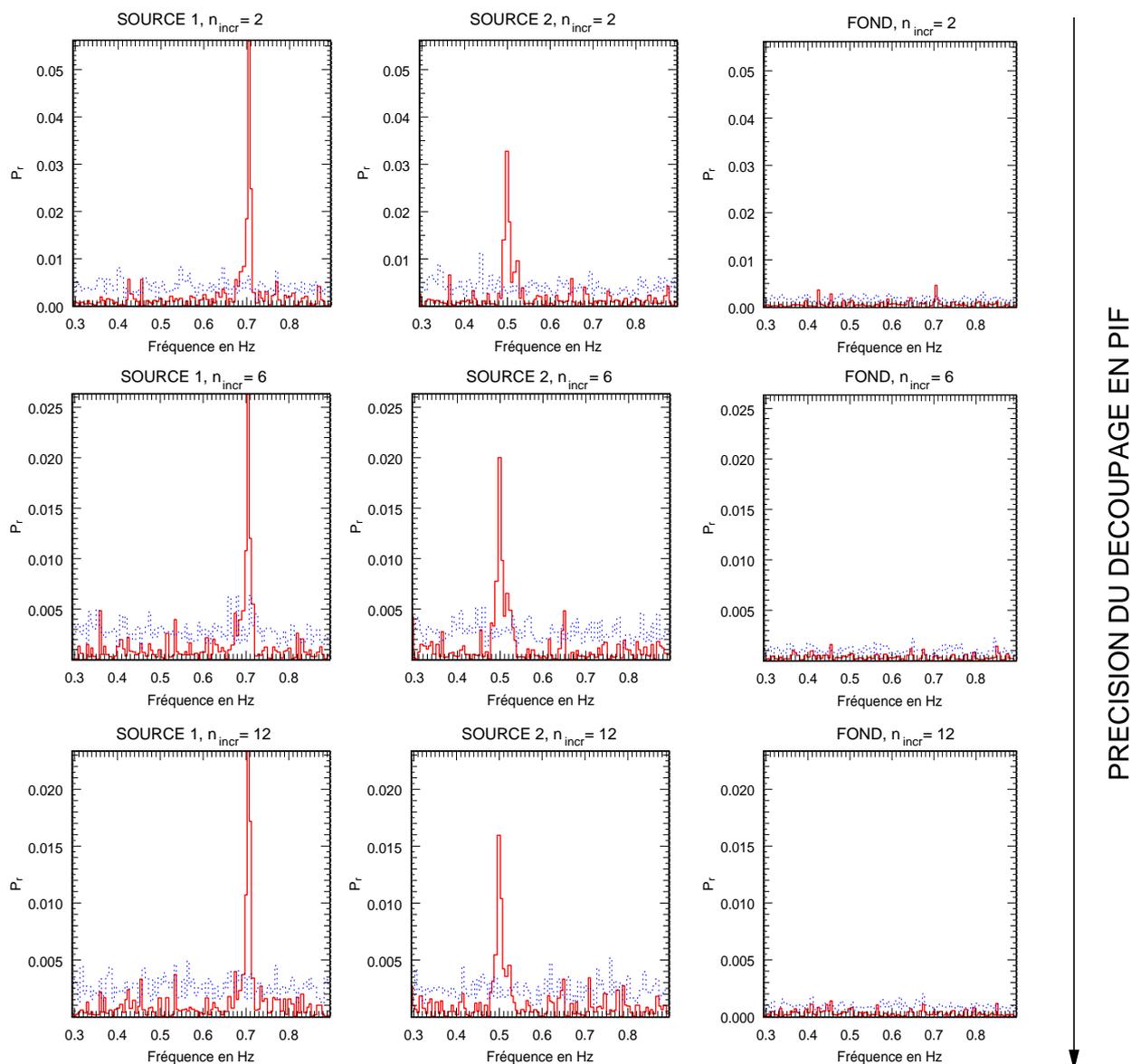


Fig. 40. Évolution des fréquencegrammes en fonction du nombre de boîtes de PIFs utilisées. Dans les graphes du haut $n_{incr} = 2$ et donc $n_{boîtes} = 4$, dans ceux du centre $n_{incr} = 6$ et $n_{boîtes} = 36$ et dans ceux du bas $n_{incr} = 12$ et donc $n_{boîtes} = 144$ au total. Cf § 47 pour la signification des courbes en pointillés bleus ($n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 3$). Si l'augmentation de la découpe pourrait faire penser à une diminution de la valeur du pic par rapport au bruit, on peut montrer que l'on diminue alors les erreurs sur l'ajustement de l'hyperplan (non tracées ici) : mieux vaut, pour réaliser un ajustement, prendre le maximum de points et non les grouper...

un même train d'onde peuvent être ajoutés constructivement, cependant, entre 2 trains d'onde consécutifs les vecteurs de Rayleigh n'ont aucune relation de phase cohérente et il pourrait a priori y avoir interférences destructives entre ces oscillations. Ainsi, si le temps de cohérence est faible devant la fenêtre d'observation et si les QPOs proviennent de trains d'onde successifs décorrélés entre eux, alors cet effet va avoir tendance à s'accroître. Nous verrons à la fin de ce chapitre une explication de cet effet et une façon de s'affranchir de cette décorrélation (cf § 54).

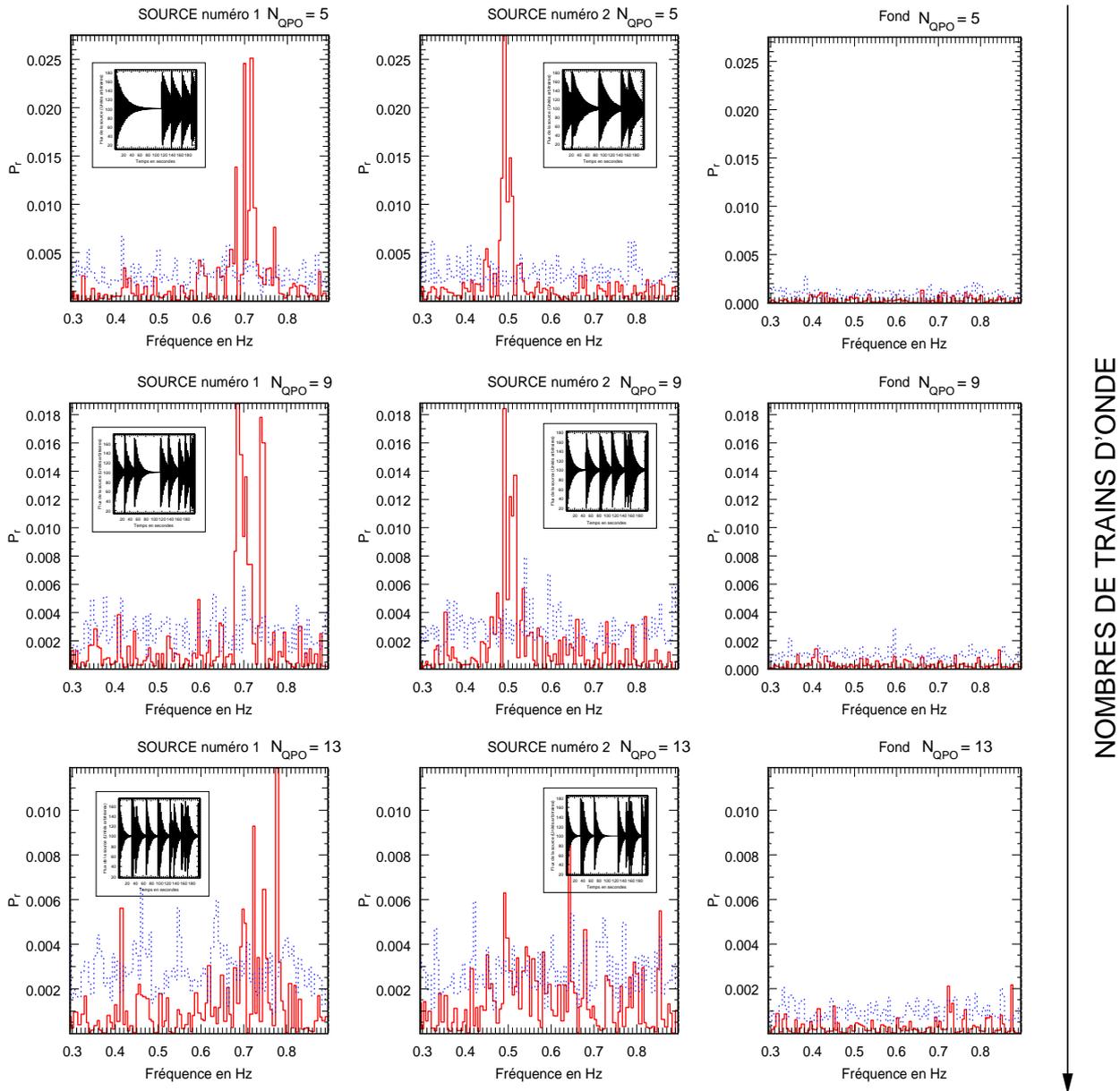


Fig. 41. Dépendance des fréquencegrammes obtenus en fonction du temps de cohérence de l'oscillation dans les courbes de lumière théoriques (en encart dans chaque fréquencegramme) pour chaque source. Pour une source simulée, celle-ci garde alors la même fréquence d'oscillations mais le temps de cohérence (dans l'exponentielle décroissante des simulations) est alors inversement proportionnelle au nombre de trains d'onde et la phase de départ de chaque train est aléatoire. *Trois médailles du haut* : Le nombre de trains d'onde est fixé à 5 pendant l'intervalle de temps considéré et dans chacune des sources. *Trois médailles du milieu* : 9 trains et *trois médailles du bas* : 13 trains d'onde. Cf § 47 pour la signification des courbes en pointillés bleus ($n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 3$).

3. Et avec des sources réelles?

§ 50. Tests sur le Crabe

J'ai évidemment commencé par traiter des données réelles qui présentaient à priori une périodicité détectable par ma méthode. On a ainsi vu sur la figure 30 qu'une simple recherche de modulation par une méthode de repliement sur les données brutes prouvait la présence du pulse du Crabe dans les données d'ISGRI. Évidemment, le Crabe étant la seule source dans le champ de

vue d'ISGRI, appliquer ma méthode de détection dont le but principal est de séparer les signaux des sources présentes ne sera que de peu d'utilité. Cependant, c'est une étape obligatoire du processus de validation et cela permet accessoirement de vérifier que ma technique fonctionne sur des données réelles bien calibrées!

On pourra ainsi apercevoir les fréquences obtenus pour l'observation de la révolution n° 102 du satellite sur la figure 42. J'ai en outre "ajouté un peu de piment" pour le test de ma méthode dans la mesure où une fausse source a été rajoutée artificiellement dans le champ de vue. Celle-ci a été mise dans le catalogue d'entrée à la position $R.A_{J2000} = 5h\ 33min\ 00s$ et $Dec_{J2000} = +23^\circ\ 00'\ 00''$, c'est à dire, distante de $1.0s^\circ$ du Crabe. On peut alors constater avec satisfaction que ma méthode répond encore aux deux objectifs principaux que je m'étais assigné et qui sont la séparation du signal de chaque source étudiée (ainsi que du bruit) et la détermination précise de la fréquence d'une éventuelle pulsation dans les données. En effet, si on examine la dernière ligne de graphe de la figure 42 où un découpage fin de l'intervalle en fréquence est réalisé, ceux-ci font alors clairement apparaître un pic à $\nu_{max} = 28.80342 \pm 0.00001\ Hz$. Cette valeur est à la fois compatible avec les éphémérides radios du *Jodrell Bank* et avec le test réalisé avec *efsearch* sur les données brutes et qui ont servi à tracer la figure 30.

§ 51. Recherche de périodicités connues et inconnues dans divers types de sources

Évidemment, tester ma méthode sur le Crabe était une étape nécessaire, mais en aucun cas suffisante et relativement facile à réaliser étant donné sa puissance, la relative constance de son pulse et sa non contamination par d'autres sources dans le champ de vue. En tout état de cause, il reste donc à présent à nous plonger dans une phase de recherche active et excitante, soit en examinant le cas de sources ayant déjà arboré des périodicités lors d'observations avec divers instruments (radio, RXTE, optique, etc), soit en repérant des singularités dans les fréquences obtenus et en proposant alors des périodes candidates.

§ 51.1. Tests sur un pulsar accrétant : Vela X-1

Le fréquencesgramme obtenu sur l'exemple de l'observation de la scw n°6 de la 161ème révolution du satellite (données publiques d'une durée de 2100s environs) est disponible sur la figure 43 : Vela X-1 et 3EG J0859-4257 (dont les coordonnées sont $R.A_{J2000} = 9h\ 00min\ 00s$ et $Dec_{J2000} = -43^\circ\ 00'\ 00''$, donc séparé de 2.5° de Vela X-1) sont alors toutes les deux potentiellement dans le champ de vue. L'étude de ce fréquencesgramme permet de tirer quatre conclusions principales :

- Une forte modulation est détectée par la méthode "Rayleigh-PIF" à basse fréquence, dans la gamme du mHz. La significativité de ce pic est d'ailleurs plus forte que pour le Crabe.
- Le signal pour des fréquences proches de celles du pulse $\nu_{pulse} = 3.5275mHz$ ⁷⁴ est très faible.
- En revanche, on observe un fort pic aux environs de $\nu_{max} = 7.05 \pm 0.03mHz$ ($T_{max} = 141.8 \pm 0.6\ s$) ce qui est une valeur très proche de la première harmonique liée au pulse.
- De plus, une recherche de périodicité effectuée sur les données brutes par méthode de repliement autour de cette harmonique ν_{max} donne une valeur de $141.9 \pm 0.1\ s$ ce qui est compatible avec les données BATSE. On notera que cette même recherche effectuée avec *efsearch* autour de la fréquence du fondamental converge alors difficilement et contraint de manière très grossière la fréquence trouvée, confirmant le fait que notre méthode prend toute son ampleur dans l'analyse de pulses périodiques de grande largeur.

⁷⁴Cf par exemple <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/pulsar/data/sources/velax1.html>

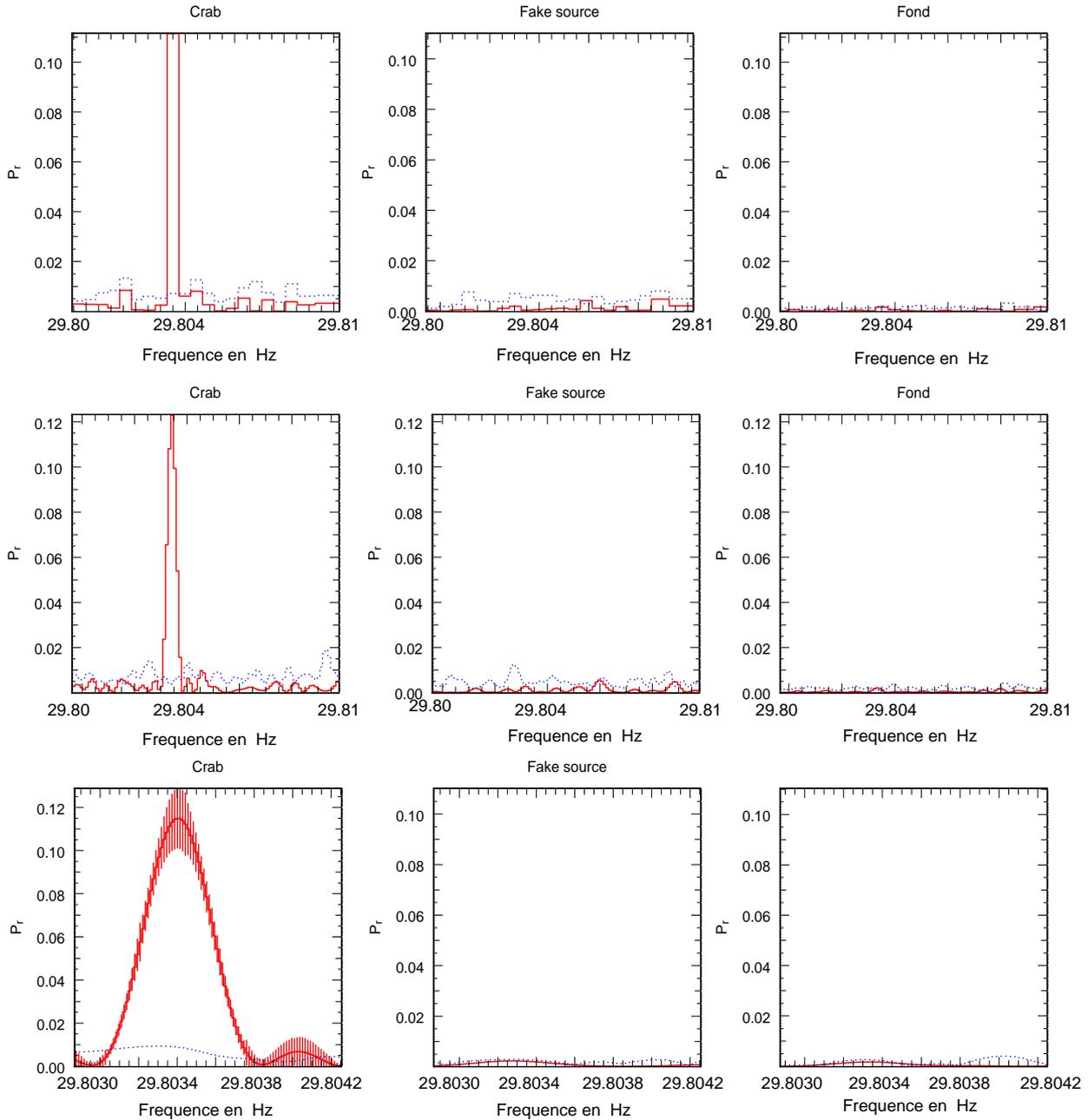


Fig. 42. Méthode “Rayleigh-PIF” appliquée aux données ISGRI du Crabe de la révolution 102 (scw n° 21) dans la bande 20-25 keV. Pour la signification de “fake source”, cf texte. Découpage en $n_{incr} = 5$ segments de PIFs pour chaque source. Les fréquences de la première ligne de graphe vérifient la relation 37.36 de la page 89. Les deux lignes suivantes de graphes correspondent à deux tests réalisés sur le même jeu de données, mais avec un découpage plus fin en fréquences. Avec le graphe en bas à gauche on obtient $\nu_{max} = 29.80342 \pm 0.00001$ Hz. Cf § 47 pour la signification des courbes en pointillés bleus ($n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 5$) et les barres d’erreurs.

Enfin, une recherche de QPO dans les données d’ISGRI à l’intérieur de l’intervalle [1,10] mHz a été réalisée sur un échantillon de 5 scw (le temps cumulé est alors équivalent à environ 12500s). Ce choix d’intervalle de fréquence est motivé par la similarité entre le système de Vela X-1 et 4U 1909+097 (Staubert *et al.* 2004) dont les observations RXTE (in ’t Zand *et al.* 1998) ont montré la présence d’un QPO à 18 s (55 mHz). En dehors des fréquences multiples de ν_{max} , nous obtenons ainsi une seule modulation candidate sortant à plus de 3σ et située à 12.4 mHz. Le lecteur pourra

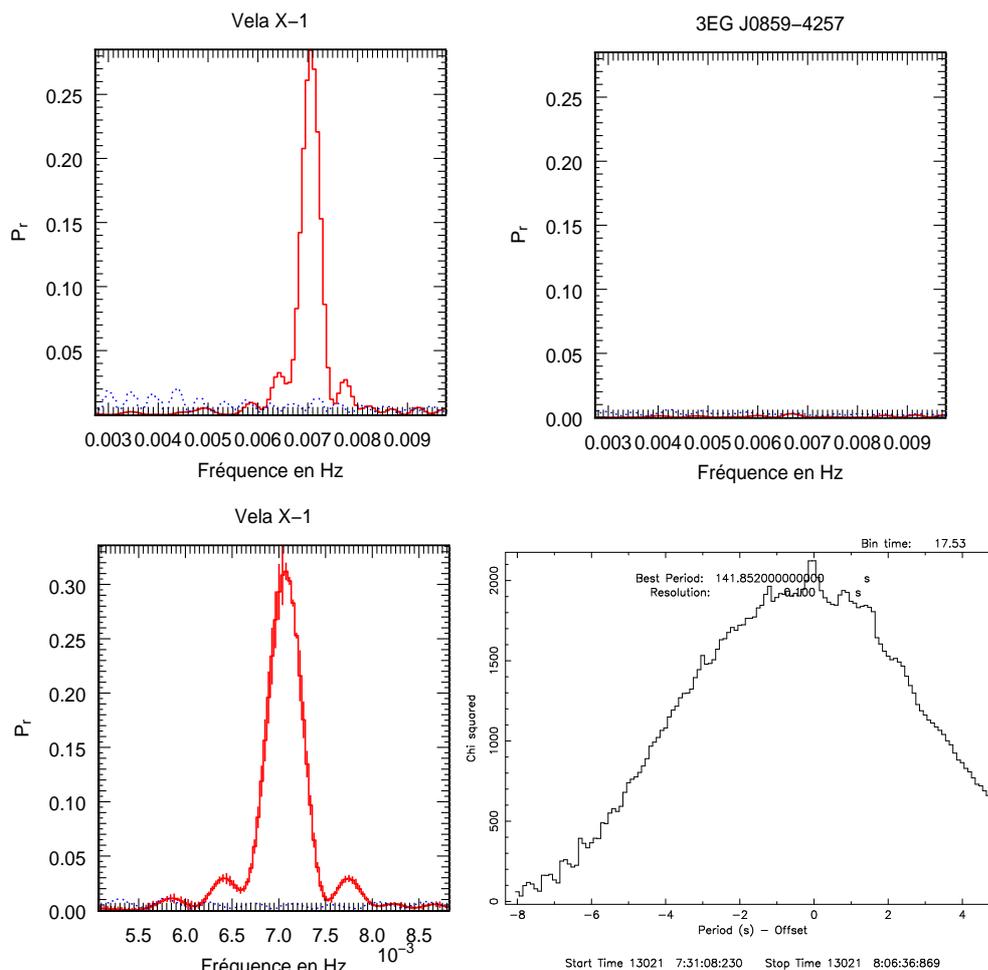


Fig. 43. Recherche de périodicités dans les données ISGRI du champ de vue de Vela X-1 pour la révolution n°161 du satellite, 6ème scw, bande 20-25 keV. On remarquera l’absence de pic aux alentours de 3.5 mHz. L’augmentation du découpage (en bas à gauche) permet de tirer $\nu_{max} = 7.11 \pm 0.01 \text{ mHz}$ (période $T_{max} = 140.6 \pm 0.2 \text{ s}$). Voir l’explication dans le texte. En bas à droite est tracé un graphe de χ^2 par une méthode de repliement effectuée sur les données brutes autour de ν_{max} . On trouve une valeur de $141.9 \pm 0.1 \text{ s}$ pour la période la plus probable. Cf § 47 pour la signification des courbes en pointillés bleus ($n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 3$) et les barres d’erreurs.

se reporter au fréquencegramme de la figure 44 pour constater sa relative faiblesse. Pour des fréquences supérieures, cette recherche s’est révélée infructueuse.

- **Note concernant les valeurs des puissances de Rayleigh obtenues avec l’augmentation du découpage en fréquence.** Si on observe attentivement la figure 42, on s’aperçoit que lorsque les fréquences sont “suréchantillonnées” la puissance de Rayleigh ajustée peut être plus grande. Cela n’est en fait pas vraiment une surprise dans la mesure où le respect de la condition 37.36 peut nous faire passer “à côté” d’une période propre aux observations. Ainsi, l’accroissement du découpage en fréquence permet d’affiner la recherche de la périodicité, tout en prenant le risque d’obtenir un faux pic⁷⁵ : si en réalité la vraie fréquence de la pulsation de l’objet étudié est située au milieu de deux fréquences prises pour réaliser le test, il est certain qu’on pourra augmenter la force du pic en réalisant un test de Rayleigh avec un découpage plus précis. La comparaison avec les courbes tracées en bleu représentant l’hypothèse H_0 à $\pm\epsilon\sigma$ permet alors de savoir s’il s’agit d’un “faux” pic.

⁷⁵Mais comme on l’a déjà dit, cet effet sera surtout présent pour les basses fréquences.

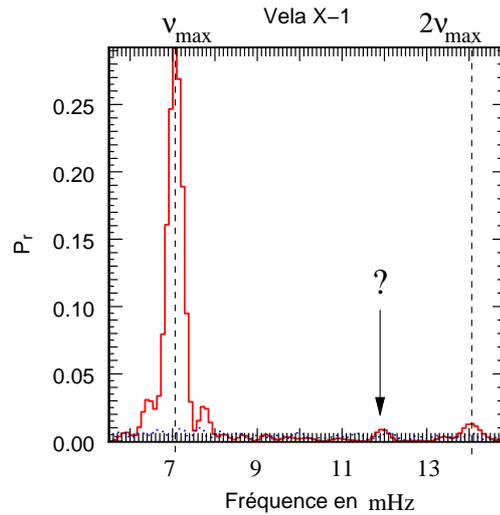


Fig. 44. Recherche d'éventuelles périodicités pour Vela X-1 en dehors des harmoniques du pulse. La position du pic candidat est marquée par un "?". La fréquence du maximum se situe à $12.4 \pm 0.1 \text{ mHz}$. Cf § 47 pour la signification de la courbe en pointillés bleus (ici $n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 3$).

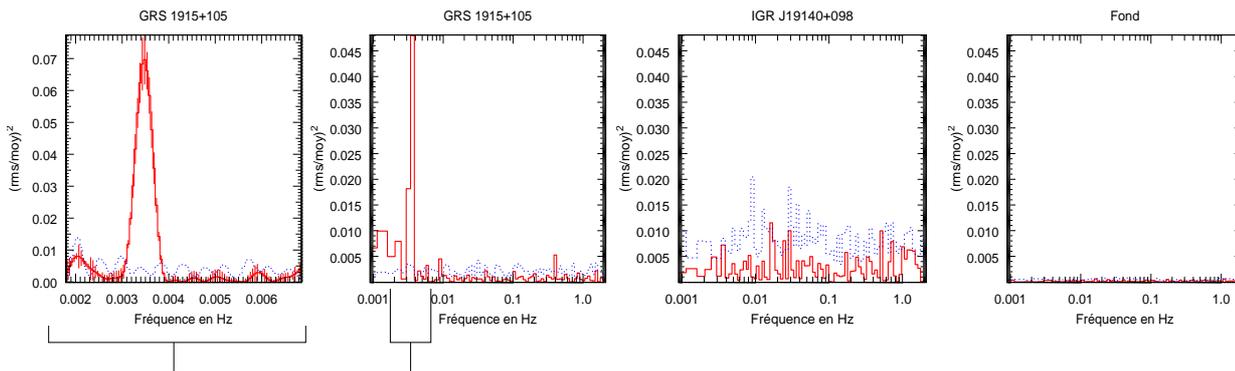


Fig. 45. Recherche de périodicités dans les données de la révolution 48, scw n°2, bande 20-25 keV où le satellite pointait en direction de GRS 1915+105. Un QPO semble alors clairement sortir du fréquencegramme associé au fameux microquasar aux alentours de 3mHz. La position du maximum obtenue avec un suréchantillonnage des fréquences se trouve à $\nu_{QPO, GRS1915+105} = 3.47 \pm 0.02 \text{ mHz}$. Cf § 47 pour la signification des courbes en pointillés bleus ($n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 3$) et des barres d'erreurs.

§ 51.2. Un QPO basse fréquence dans GRS 1915+105 détecté avec la méthode Rayleigh-PIF

Examinons à présent les résultats que j'ai obtenus avec mon analyse sur les premières données *INTEGRAL* avec lesquelles j'ai eu l'opportunité de travailler : celles du champ de vue du célèbre microquasar GRS 1915+105. C'est sur ces mêmes données que nous avons mené nos recherches concernant la nouvelle source *INTEGRAL* IGR J19140+0951 et qui sont relatées dans la partie II de ce manuscrit. Par la même occasion, j'ai donc aussi profité de mon programme pour étudier si cette dernière présentait d'éventuelles périodicités dans les données ISGRI. Les fréquencegrammes correspondant sont alors visibles sur les figures 45 et 47. On peut remarquer qu'un QPO semble clairement détecté par mon algorithme aux alentours de 3-4 mHz dans les données ISGRI de GRS 1915+105. Cette fréquence trouvée pour ce QPO est consistante avec celle donnée par Hannikainen *et al.* (2003b) qui repèrent une telle structure dans l'analyse du spectre de puissance des données de JEM X-2. Ma méthode permet ainsi de confirmer la présence de ce QPO

à plus haute énergie. J'ai en outre effectué un test de périodicité sur les données brutes avec `efsearch` mais celui-ci ne parvient pas à converger pour cette fréquence là.

- **Étude spectro-temporelle du QPO obtenu détecté par la méthode Rayleigh-PIF.** J'ai ensuite procédé à une recherche systématique de ce QPO sur la durée totale de l'observation de la révolution n°48 et j'ai pu ainsi tracer l'évolution de la puissance de Rayleigh $P_{r,max}$ obtenue pour cette fréquence en fonction du temps. Celle-ci est visible sur la figure 46. Ainsi, dans la bande 20-25 keV, on pourra constater tout d'abord que loin d'être sporadique, cette modulation du flux semble se poursuivre sur de grandes échelles de temps.

Ensuite, il semble que l'amplitude de cette modulation varie assez franchement avec de longues périodes où le QPO est présent et d'autres où celui-ci n'est pas détecté (limite supérieure à 2σ). On pourra d'ailleurs constater la similitude de ces zones d'absence ou de présence du QPO avec la courbe de lumière ISGRI dans la bande 20-40 keV (figure 46 (c) tirée de Hannikainen *et al.* 2003b), ainsi que la consistance avec les périodes où la courbe de lumière de JEM X-2 présente les plus fortes variabilités (figure 46 (d) et tirée du même article).

Le QPO semble ainsi être présent pendant plus d'une journée : il est détecté sur près d'une dizaine de scw (~ 20 ks) pour atteindre un maximum et ensuite disparaître pendant près de 10 ks. Il réapparaît clairement ensuite. En revanche, je n'ai pas voulu tirer de conclusions trop hâtives concernant l'évolution de la fréquence, étant donné les remarques que j'ai pu formuler lors de la détermination de la fréquence du pulse de Vela X-1. En tout état de cause, celle-ci reste relativement constante autour de 3 mHz pendant toute la révolution 48.

Enfin, j'ai voulu étudier la dépendance énergétique de la puissance maximale du QPO. Pour cela, j'ai effectué de la même manière un test "Rayleigh-PIF" en l'appliquant aux fichiers "événements" découpés en différentes bandes d'énergie. Cette étape est en effet réalisée très facilement avec le logiciel que nous avons mis au point.

Les résultats sont visibles sur la figure 46 (b) où j'ai tracé la puissance maximale de Rayleigh $P_{r,GRS\ 1915+105}$ en fonction de la bande d'énergie pour la scw n°26 de la révolution 48. Celui-ci a été produit en traçant les fréquencegrammes correspondants et en notant les puissances de Rayleigh obtenues. Il semble ainsi que **le QPO à 3 mHz est détecté depuis 15 jusqu'à 100 keV** à plus de 3σ . Au delà (i.e, dans la gamme 100-200 keV), mon algorithme n'a pas détecté de modulation notable du flux de la source à cette fréquence là. En particulier, on pourra noter que **dans la bande 60-100 keV, le QPO sort** encore avec un niveau supérieur au seuil limite de détection à 3σ . On pourra aussi accéder à ces résultats via le tableau 2.

En ce qui concerne les fréquencegrammes d'IGR J19140+0951, on peut noter qu'aucune oscillation significative n'a été détectée, un comportement qui a déjà été constaté dans les diverses observations *RXTE* de la source (cf partie II ou Rodriguez *et al.* 2005; Swank & Markwardt 2003).

§ 51.3. Résultats préliminaires de quelques sources susceptibles de présenter des QPOs et/ou pulsations

Passons enfin au début des résultats provenant de l'étude systématique de diverses sources. Pour restreindre le choix pléthorique qui s'offrait à priori à moi, je me suis donc limité à analyser avec ma méthode Rayleigh-PIF les données IBIS dont le champ de vue contenait des binaires-X, des pulsars accrétants ou des "pulsars éruptifs". Je me suis en particulier intéressé aux systèmes comportant un trou noir avec successivement l'étude de GRS 1915+105, GRO 1655-40, XTE J1550-564 et enfin Cyg X-1 (ainsi qu'à un candidat trou noir comme SS 433). Évidemment, je me suis aussi intéressé aux autres sources présentes aux alentours de ces objets du fait des spécificités

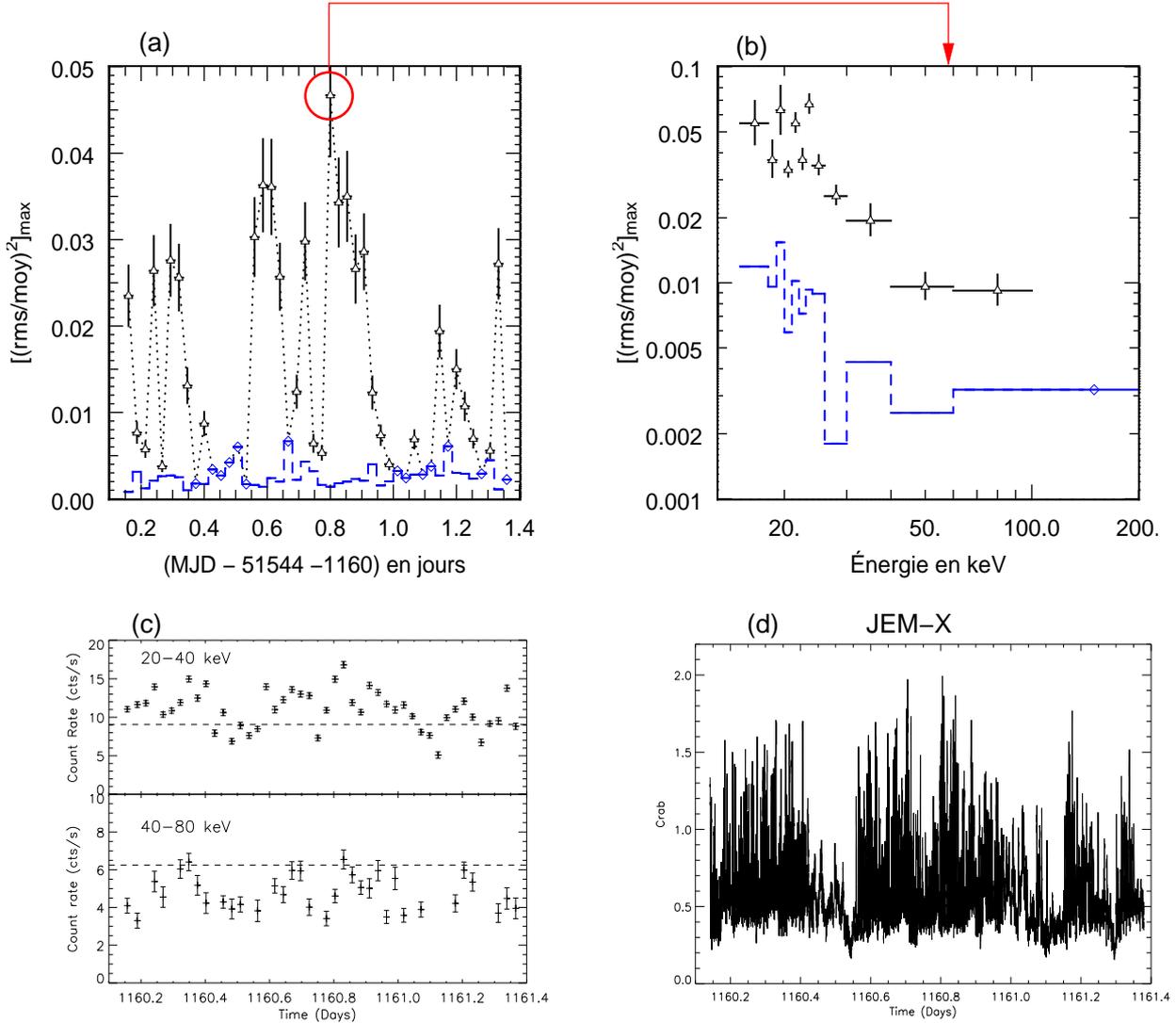


Fig. 46. (a) : Évolution de $P_{r,max}$ obtenue à la fréquence du QPO $\nu_{QPO,GRS1915+105} = 3.47 \pm 0.02 mHz$ en fonction du temps dans la bande 20-25 keV. Durée d'un échantillon temporel $\sim 2 ks$. La courbe en tirets bleus correspond au niveau minimal de détection vu au § 47 page 110 (ici $n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 3$). Triangles noirs : détection du QPO (à 3σ), losanges bleus : non détection. (b) : Évolution de $P_{r,max}$ en fonction de l'énergie pour la scw n°26 de la révolution 48 (observation entourée en rouge dans le graphe (a)). Même signification pour les triangles et losanges qu'au (a), i.e $n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 3$ (i.e limite de détection à 3σ). Pour les barres d'erreurs, cf fin du § 47. Dans la bande 100-200 keV, seule une limite supérieure est tracée (non détection du QPO). (c) et (d) tirés de Hannikainen *et al.* (2003b), jours en IJD=MJD-51544.

apportées par ma méthode. Les résultats sont visibles sur la série de fréquencegrammes tracée à la figure 47. Ces analyses n'ont cependant pour l'instant été effectuées que sur quelques scw et mériteraient ainsi une étude approfondie.

Nous avons déjà étudié le cas de GRS 1915+105 et Vela X-1 aux paragraphes précédents et je ne reviendrai donc pas sur l'étude de ces objets. Commençons donc par étudier le cas de deux autres "microquasars" tels que XTE J1550-564 et GRO 1655-40 : le fréquencegramme associé au premier semble relativement plat, sans modulation significative détectée. La source AX J1550.8-5418=2E 1547.0-5409 (SIMBAD) présente dans le champ de vue ne semble pas non plus exhiber de modulation.

E (keV)	N_{evts}	$P_{r,max,QPO}$	$P_{r,random}$	$\Delta(P_{r,max,QPO})$
15-18	20188	0.055	0.0119	0.029
18-19	10264	0.037	0.0096	0.017
19-20	12628	0.063	0.0154	0.037
20-21	14898	0.034	0.0059	0.0059
21-22	16158	0.055	0.0102	0.013
22-23	11462	0.037	0.0072	0.028
23-24	17848	0.067	0.0093	0.015
24-26	35570	0.035	0.0089	0.0083
26-30	53989	0.025	0.0018	0.0060
30-40	84170	0.019	0.0043	0.0075
40-60	167405	0.0096	0.0025	0.0031
60-100	255812	0.0092	0.0032	0.0058
100-200	279729	\emptyset	0.0032	\emptyset

Tab. 2. Tableau donnant la valeur maximale dans le fréquencesgramme de $P_{r,max}$ (en $(rms/moy)^2$) à la fréquence du QPO ν_{QPO} en fonction de la bande d'énergie E étudiée. Ces résultats sont ceux qui ont servi à tracer la figure 46. N_{evts} est le nombre total d'évènements enregistrés dans la bande d'énergie étudiée et pour $P_{r,random}$, se reporter au texte (cf § 47). On a pris ici $n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 3$. $\Delta(P_{r,max,QPO})$ correspond à l'erreur sur la mesure de $P_{r,max}$ vu en fin de § 47.

En revanche, l'application de ma méthode à une observation comprenant GRO 1655-40 s'est révélée ardue : en effet, les fréquencesgrammes obtenus (en prenant en entrée de notre code comme sources le microquasar et le pulsar PSR J1649-4349) montrent alors une modulation dont l'anharmonicité est forte vers 0.13 Hz mais qui ne correspond ni au microquasar, ni au pulsar puisque cette oscillation se retrouve dans le graphe associé au bruit. Cela signifie donc qu'il est associé à une autre source présente dans le champ de vue. Faute de temps, je n'ai pour l'instant pas pu déterminer de quelle source il s'agissait (le champ de vue dans les 10 degrés carrés comporte plus de 30 sources).

La situation est d'ailleurs assez similaire à l'analyse du champ de vue de Cyg X-1 où une forte modulation autour de 2.5 mHz ainsi que sa première harmonique sont détectés dans le fréquencesgramme associé au bruit. Cependant, pour Cyg X-1, il semble aussi que son propre fréquencesgramme présente 2 modulations qui sortent à plus de 5σ : l'une à très basse fréquence à 2.9mHz et l'autre à 61mHz.

Enfin, concernant les observations contenant SS 433 et le système éruptif contenant GRO J1744-28, aucune modulation significative n'a été trouvée. Nous informons le lecteur que cette phase n'en est qu'à ses débuts et que son exploitation systématique sera l'objet d'une partie de mes futures recherches.

4. Conclusions, discussions et ouverture

§ 52. Avantages principaux apportés par le code Rayleigh-PIFs

Après avoir vu au chapitre précédent la faisabilité théorique d'une méthode combinant le test de Rayleigh et la méthode des PIFs, nous avons vu dans ce volet comment je l'ai mise en œuvre de manière pratique. J'ai alors pu montrer toute son efficacité dans sa capacité à séparer les signaux périodiques venant de deux sources simulées, et ce même en présence d'un fort bruit, avec un temps de calcul raisonnable. Ensuite, les données du Crabe m'ont permis de confirmer la capacité de mon code à traiter des données réelles. Les harmoniques du pulse de Vela X-1 ont été aussi clairement détectées. Surtout, notre méthode a permis de déceler pour la première fois

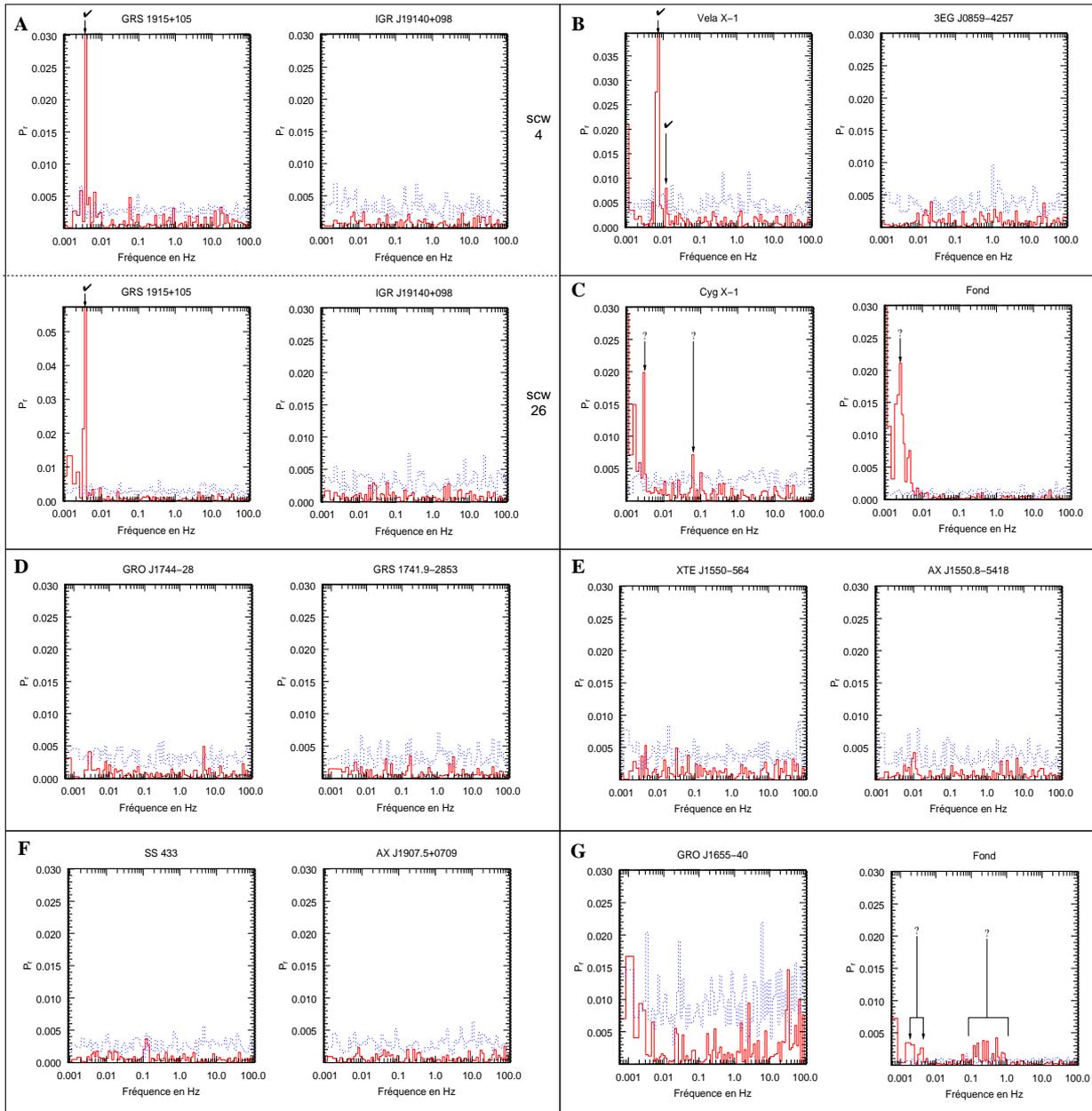


Fig. 47. Survey fréquentiel sur quelques sources effectué avec la méthode Rayleigh-PIF dans la bande 20-25 keV. Pour le fréquencesgramme associé au bruit de fond dans le champ de vue de GRO1655 les fréquences successives sont situées à $0.126 \pm 0.003\text{Hz}$, $0.248 \pm 0.003\text{Hz}$ (1ère harmonique), $0.374 \pm 0.003\text{Hz}$ (2ème harmonique), $0.502 \pm 0.003\text{Hz}$ (3ème harmonique). Une modulation (avec sa première harmonique) est aussi présente à $1.8 \pm 0.2\text{mHz}$. De la même façon, pour le champ de vue de Cyg X-1, les 2 larges pics du fond se trouvent à $2.5 \pm 0.2\text{mHz}$ et $5 \pm 0.2\text{mHz}$ (première harmonique). Pour Cyg X-1 elle même, on notera deux modulations détectées à $2.9 \pm 0.2\text{mHz}$ et $61 \pm 2\text{mHz}$. Cf § 47 pour la signification des courbes en pointillés bleus ($n_{iter} = 10$ et $\epsilon = 5$ pour toutes ces courbes). Les autres sources étudiées ne présentent pas de modulations significatives à 5σ .

la présence d'un QPO très basse fréquence pour GRS 1915+105 dans les données ISGRI jusqu'à une centaine de keV. Il a enfin permis de proposer des modulations candidates dans certains systèmes accréteurs.

Une partie de ces résultats ont fait l'objet de plusieurs communications, la première à l'ISDC

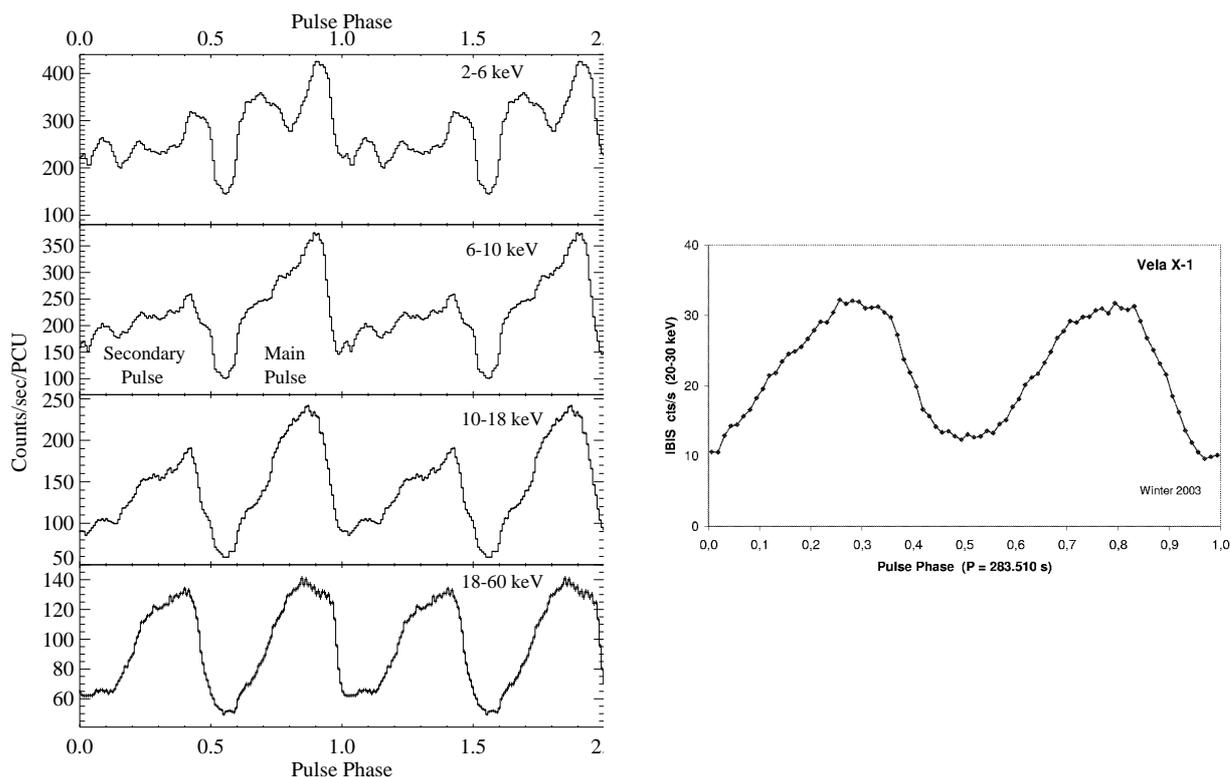


Fig. 48. Forme du pulse de Vela X-1 dans les courbes de lumière rephasées du PCA (à gauche) et d'IBIS/ISGRI. La période de repliement est alors de $T = 283.510$ s. La courbe de lumière de droite correspond à un temps total d'observation de 11.2 jours. Figure de gauche tirée de Kreykenbohm *et al.* (2002) et de droite de Staubert *et al.* (2004).

en Octobre 2004⁷⁶ pour le premier workshop dédié au traitement des données d'*INTEGRAL*, et ensuite au "X-ray Symposium" de l'ESA à Madrid (Cabanac *et al.* 2006). En outre, un article consacré au QPO de GRS 1915+105 ainsi qu'à l'étude d'autres sources est en préparation.

§ 53. Des QPOs et modulations détectées et/ou absentes

Tout d'abord, pourquoi le fondamental du pulse de Vela X-1 est-il si faible? On peut invoquer la raison suivante : lorsqu'on replie la courbe de lumière sur la phase du pulse, celui-ci arbore un pic double. Or, si on se réfère à la figure 48 de gauche tirée de Kreykenbohm *et al.* (2002), lorsque le pulse est observé dans les bandes de plus haute énergie du PCA (18-60 keV), la différence de morphologie entre les deux pulses semble s'atténuer. De plus, les pulses principaux et secondaires sont quasiment équidistants durant la période : si le maximum de l'un se trouve à un instant t , le maximum de l'autre se retrouve à un instant proche de $t + T/2$. Ainsi, avec les deux conditions précédentes, on peut alors concevoir que ce qui est pris pour un double pulse sur une période longue de $T_1 = 283$ s pourrait tout aussi bien être vue comme un simple pulse avec une période $T_2 = T_1/2 = 141.5$ s. La méthode de Rayleigh qui est encore une fois similaire à une transformée de Fourier va donc ne voir plus qu'un seul pulse à la période T_2 .

La relative force du pic à ν_{max} découle alors naturellement de ce qui précède, mais on peut aussi l'interpréter par la forme que prend le pulse à haute énergie : en effet, les courbes de lumière montrent alors une modulation quasi sinusoïdale de la luminosité au cours de la période (cf figure 48 de droite tirée de Staubert *et al.* 2004). Or on a souligné au chapitre précédent une

⁷⁶cf http://isdc.unige.ch/Science/workshop/Clement_timing.pdf

des conditions sous laquelle le test de Rayleigh prend toute son envergure, i.e quand les pulses étudiés sont larges et tendent justement à ressembler à une sinusoïde.

Ensuite, pour PSR J1649-4349 (dans le champ de GRO 1655-40), je n'ai pas non plus détecté la période propre du pulsar de 0.871s enregistrée en radio (Manchester *et al.* 2001). Ceci pourrait paraître surprenant à première vue, mais en réalité ce fait est compatible avec certaines observations X effectuées à plus basse énergie : en effet, (Markwardt *et al.* 2005) n'observe lui même pas d'oscillation significative du flux lors d'une observation avec les PCA.

Enfin, concernant le QPO très basse fréquence de GRS 1915+105, la persistance de sa présence au delà de 60 keV se révèle particulièrement intéressante dans la mesure où c'est peut-être une des premières fois où un QPO dans cette source est détecté dans des gammes d'énergie aussi élevées. En sus de celà, on pourra remarquer que la puissance de ce QPO (exprimée en %rms) semble être relativement constante jusqu'à 30 keV pour ensuite décroître progressivement avec l'énergie. J'obtiens ainsi un résultat assez similaire aux observations conduites par Rodriguez *et al.* (2002a) qui ont utilisé le PCA pour établir que le QPO basse fréquence tendait à faiblir dès 30 keV. Par contre, celui-ci n'était alors plus détecté dans la bande 40-60 keV. Pour expliquer une si basse énergie de coupure dans les spectres du QPO, Rodriguez *et al.* évoquait alors la possibilité que le mécanisme sous-jacent produisant le QPO ne soit alors pas uniquement originaire de la couronne.

Notons que dans notre cas, si on se réfère à Hannikainen *et al.* (2003b), aucune coupure haute énergie n'est nécessaire pour ajuster les spectres IBIS de la source et ce jusqu'à 300 keV. N'ayant pas obtenu non plus dans mon cas de coupure franche dans le spectre du QPO, il se pourrait que celui-ci relève alors d'un mécanisme assez différent de celui obtenu par Rodriguez *et al.* et pourrait encore être compatible avec une origine coronale.

§ 54. Vers une recherche de QPOs de faible cohérence?

Est-il possible d'améliorer notre programme pour l'étude de signaux périodiques dont la cohérence est faible? Une solution pourrait être la suivante : si on examine le processus de décorrélation des signaux dans une fenêtre d'observation comprenant plusieurs QPOs, on aura en fait un processus analogue à celui qui fait que les récepteurs optiques réceptifs à l'intensité d'un signal et non à leur amplitude (yeux par exemple) sont tout de même sensibles à des trains d'onde (photons) complètement décorrélés entre eux : si $A = \sum_j A_o e^{i\varphi_j}$ est l'amplitude totale du signal en notation complexe, l'intensité reçue s'écrit alors :

$$(54.57) \quad I = AA^* = (A_o)^2 \left[\sum_{j=1}^n (e^{i\varphi_j} e^{-i\varphi_j}) + \underbrace{\sum_{[j,k] \in \llbracket 1,n \rrbracket^2, j \neq k} (e^{i\varphi_j} e^{-i\varphi_k})}_{=0} \right].$$

Le deuxième terme étant de moyenne nulle du fait de la décorrélation des phases, il ne restera alors plus que $I = n(A_o)^2$. Cela explique pourquoi dans un signal constitué de trains d'onde cohérents, $I \propto n^2$ (effet LASER par exemple ou dans notre cas lorsqu'il n'y a qu'un seul QPO) alors que $I \propto n$ pour des trains d'onde totalement incohérents.

Dans le cas qui nous intéresse, on est dans une situation intermédiaire puisque la modulation est cohérente au sein d'un QPO émettant plusieurs photons mais les QPOs seront totalement incohérents entre eux. On pourra alors traiter le problème comme suit : on a en effet n_{QPO} et au total n photons. En moyenne, il y aura donc n/n_{QPO} photons par QPO, et l'amplitude emportée

par chaque QPO sera donc $A_o \propto n/n_{QPO}$ (le vecteur somme de Rayleigh dans un même QPO est proportionnel au nombre de photons à l'intérieur de ce QPO, cf précédent chapitre). Ensuite, on ajoute les n_{QPO} de façon incohérente, et l'intensité qui lui est associée (égale à la norme du vecteur de Rayleigh au carré $(n\vec{R})^2$) vaudra alors d'après ce qui précède :

$$(54.58) \quad (n\vec{R})^2 = n_{QPO}(A_o)^2 \propto (n)^2/n_{QPO}.$$

La renormalisation du vecteur de Rayleigh par le nombre total de photons n et l'application conjointe de la méthode des PIFs va donner :

$$(54.59) \quad P_{r,max} \propto n/n_{QPO}$$

Ainsi, si on réalise un test de Rayleigh sur l'intégralité de l'observation on va diluer le pic (la diminution de la hauteur du pic sera une conséquence de ce qui précède et l'élargissement en fréquence un corollaire de la conservation de l'énergie associée à l'oscillation, tout comme dans une transformée de Fourier). On peut ainsi voir que les résultats donnés par notre méthode sont cohérents avec ces prédictions (cf figure 41) puisque le maximum de chaque pic tend à diminuer avec le nombre de QPOs dans les courbes de lumière d'entrée.

Une manière judicieuse de procéder pour analyser les données de signaux relativement incohérents en utilisant ma méthode serait donc la suivante : lorsque la cohérence sera petite devant la durée de la fenêtre d'observation, typiquement lorsqu'on recherchera des QPOs de haute fréquence, on aura intérêt à découper l'observation en petit bouts dont la durée typique sera proche du temps de cohérence du QPO à rechercher et à effectuer ensuite le test de Rayleigh sur chacune de ces petites portions d'observation. En effet, dans ce cas là, la puissance de Rayleigh $P_{r,j}$ obtenue dans chaque petit bout d'observation sera proportionnelle au nombre de photons arrivés pendant cet intervalle de temps, i.e n/n_{QPO} si on réalise le test à la fréquence d'oscillation de la source. Ensuite, en additionnant les n_{QPO} fréquencesgrammes de chaque bout, on pourra remédier "artificiellement" à l'incohérence entre les QPOs (puisque alors la puissance totale de Rayleigh redevient proportionnelle à n). Je n'ai malheureusement pas encore pu implémenter cette méthode mais elle sera naturellement un prolongement très excitant de mes recherches pour accéder aux signaux quasi-périodiques de plus hautes fréquences avec la méthode de Rayleigh.

Partie IV

Variabilité haute-énergie : un modèle de couronne oscillante

8	Présentation du modèle et calculs théoriques	135
9	Simulations Monte-Carlo linéaires dépendantes du temps.	151
10	Une description des spectres de puissance des états durs?	173
11	Discussions	189

8

Présentation du modèle et calculs théoriques

Plan du chapitre

1. Le modèle : une couronne cylindrique comme siège de la variabilité haute énergie	136
§ 55. <i>Vision générale</i>	137
§ 56. <i>Types d'ondes dans un plasma</i>	138
§ 56.1. <i>Les ondes dans les plasmas magnétisés</i>	138
§ 56.2. <i>Une hypothèse de bruit blanc pour le spectre lié aux instabilités</i>	139
§ 56.3. <i>Quels mécanismes excitateurs des ondes de pression?</i>	139
2. Calculs en coordonnées cylindriques	140
§ 57. <i>Résolution de l'équation d'onde : mode "saucisse"</i>	140
§ 57.4. <i>Cas des petites longueurs d'ondes verticales : $K^2 < 0$</i>	142
§ 57.5. <i>Cas des grandes longueurs d'ondes verticales : $K^2 > 0$</i>	142
3. Conditions aux limites	142
§ 58. <i>Un plasma aux dimensions restreintes</i>	143
§ 58.6. <i>Conditions imposées radialement</i>	143
§ 58.7. <i>Conditions imposées verticalement</i>	144
§ 59. <i>Conclusion : allure des solutions</i>	145
4. Calcul analytique en milieu homogène : prévisions des résultats?	145
§ 60. <i>Expression de la composante modulée du flux dans le cas d'une réponse linéaire</i>	146
§ 61. <i>Spectres de puissance attendus</i>	148
§ 61.8. <i>Comportement asymptotique pour les hautes fréquences</i>	148
§ 61.9. <i>Évolution du spectre de puissance lorsque r_j diminue</i>	149

LA modélisation de la variabilité de l'émission X dans les binaires semble à première vue complexe : en effet, grâce aux données fournies par de nombreux instruments au premier rang desquels le satellite *RXTE*, nous avons pu noter au chapitre 2 qu'une kyrielle d'observables permettait à présent de contraindre les nombreux modèles disponibles "sur le marché" avec plus ou moins de succès. Nous avons aussi vu que la plupart des auteurs choisissait, pour modéliser cette variabilité, des voies différentes : en ce qui concerne les oscillations quasi-périodiques de hautes fréquences par exemple, une grande partie des travaux s'évertue souvent à rechercher des fréquences caractéristiques liées à un système mécanique particulier (par exemple en associant les paires de QPOs HF observés avec le mouvement képlérien ou épicyclique d'une particule test orbitant à un rayon donné, cf Remillard *et al.* (2002), ou de manière un peu différente, à plusieurs rayons spécifiques comme dans Aschenbach (2004)).

En revanche, ce n'est que très récemment que certains auteurs se sont intéressés aux mécanismes d'émissions liés à ces oscillations, comme nous l'avons vu avec les modèles de Życki & Sobolewska (2005); Sobolewska & Życki (2006), effet pourtant fondamental puisque c'est principalement dans la bande haute énergie du spectre que l'on va observer une telle variabilité. Il nous a donc semblé primordial de nous intéresser activement à la fois aux causes physiques sous-jacentes de cette variabilité mais aussi de les lier **directement** aux mécanismes de transfert de rayonnement impliqués.

Enfin, concernant la modélisation de la variabilité aperiodique dans les états durs, nous n'avons vu qu'une bonne piste semble avoir été suivie par Nowak *et al.* (1999) avec l'idée que la couronne puisse jouer le rôle d'un filtre passe-bas vis à vis d'une excitation extérieure. Cependant, cette étude présente elle aussi l'inconvénient majeur de ne s'intéresser que peu aux processus radiatifs.

Le but de mon travail a donc été de rassembler toutes ces idées en essayant d'atteindre les 3 objectifs suivants:

- **Cohérence** du modèle mis en place de par ses hypothèses et avec les observations. Je tenterai aussi in-fine d'inscrire cette vision de couronne oscillante à l'intérieur de la problématique plus vaste d'accrétion-éjection développée par l'équipe SHERPAS (ceci sera l'objet de discussions).
- **SimPLICITÉ** de la description en limitant le nombre de paramètres mis en jeu (pour la géométrie, les conditions physiques par exemple). Le risque étant évidemment de verser dans une vision simpliste et le prix à payer sera alors de n'obtenir qu'une similitude grossière des résultats avec les observations.
- **Synthèse** entre la physique sous-jacente (réponse d'une couronne et/ou de la base d'un jet à une onde de pression) et les processus radiatifs par simulation numérique.

Ce chapitre a donc pour but de mettre en place les hypothèses principales du modèle que j'ai envisagé. Il est ensuite suivi par l'examen des différentes solutions résultant de la propagation d'une onde de pression en géométrie cylindrique dans le cadre de ce modèle. L'aspect original de cette étude vient, on va le voir, du fait de la prise en compte des conditions aux limites du plasma. Différents cas sont alors envisagés selon la nature de ces conditions aux limites.

Dans une troisième partie, nous nous intéresserons à l'influence de cette onde dans le cas très particulier d'une réponse radiative linéaire de la couronne vis à vis de cette perturbation.

1. Le modèle : une couronne cylindrique comme siège de la variabilité haute énergie

On constate que de nombreux paradigmes proposés pour modéliser les états des binaires X/microquasars semblent à présent assez efficaces pour rendre compte des caractéristiques spectrales observées depuis Esin *et al.* (1997) jusqu'à (Ferreira *et al.* 2006, même si les simulations de SED de ce dernier modèle ne sont encore qu'au stade du développement). Cependant, et je l'ai déjà évoqué auparavant, ils ne permettent souvent pas d'éclaircir le comportement d'autres observables, notamment d'un point de vue temporelle : à grande échelle de temps par exemple, ils n'expliquent pas entièrement pourquoi certaines transitions entre états semblent interdites (hystérésis). De plus, et c'est ce qui nous intéresse le plus, ceux-ci ne permettent pas de décrire complètement la variabilité temporelle rapide qui est pourtant la deuxième observable fondamentale des binaires X. J'ai donc décidé d'y consacrer une partie de mes recherches.

Comme cette variabilité semble provenir en majeure partie de la couronne, je vais examiner la possibilité d'exciter ce milieu au moyen d'ondes de type acoustique tout en envisageant que

la taille finie du plasma puisse alors jouer le rôle de cavité résonante. Avant cela, il m'a paru important de réaliser une petite mise au point visant à préciser la géométrie générale adoptée puis de préciser ensuite les différents types d'ondes susceptibles de se produire dans ce milieu. J'examinerai enfin les diverses instabilités probables qui permettraient de les exciter sans toutefois prétendre à l'exhaustivité.

§ 55. Vision générale

On supposera dans tout notre modèle que la couronne adopte une géométrie cylindrique axisymétrique et va s'étendre depuis un rayon interne r_i jusqu'à un rayon externe r_j . Son extension en hauteur pourra être notée h_c . Cette structure cylindrique n'est pas dénuée de sens si on se réfère à la littérature. En effet seules les valeurs de ces paramètres risquent de changer. Ainsi, dans les modèles de type Haardt & Maraschi (1993, 1991), la couronne est située au dessus des parties les plus internes du disque standard, le prenant ainsi en "sandwich". Il est raisonnable de penser cependant que son extension radiale n'est pas infinie et ne doit pas s'étendre sur toute la totalité du disque. De même, si on situe la couronne à la base d'un jet MHD (Markoff *et al.* 2001; Ferreira *et al.* 2006), la géométrie va rester la même (dans ce cas là, le rayon r_j serait le rayon de transition entre la couronne et un disque d'accrétion.). Dans tous les cas, r_i , r_j et h_c deviennent ainsi des paramètres gouvernant notre modèle et dont les valeurs pourront facilement être modifiées afin de le tester dans le cadre de chacun des paradigmes.

La vision générale du modèle que j'ai développé est alors tracée sur la figure 49 et repose sur les hypothèses suivantes :

- **Une couronne de haute température en géométrie cylindrique.** Les paramètres de ce plasma seront alors sa température kT_e , son épaisseur géométrique h_c , son rayon interne r_i (égal au rayon de la dernière orbite stable) et externe r_j et enfin son épaisseur optique verticale τ . Ces variables seront des paramètres d'entrée de notre modèle et de nos simulations. La température typique de ce plasma sera prise comme égale à une centaine de keV et les épaisseurs optiques proches de 1, conformément aux valeurs obtenues dans de nombreux états des binaires-X.
- **Une onde de pression** générée et entretenue par des instabilités au rayon extérieur r_j s'établit au sein du plasma. Elle peut se déplacer dans la couronne dans la direction radiale et verticale. La vitesse de l'onde sera nommée c_s . En première approximation on envisage une onde axisymétrique (i.e de nombre d'onde azimutal $m = 0$). Au rayon interne r_i , pour simplifier le problème, on suppose en premier lieu que l'onde en pression est réfléchi (même si on peut très bien envisager une transmission, ce qui sera l'objet du § 80).
- **Des photons mous** dont l'origine peut être variée mais que nous supposerons dans notre cas provenir de l'émission par un corps noir monotherme sont ensuite **comptonisés** par la précédente **couronne oscillante**. Ceux-ci seront émis aléatoirement dans le plan situé en $z = 0$ que la couronne prend en sandwich.

Ces trois composantes principales vont ensuite être à l'origine des calculs que j'ai menés soit analytiquement, soit numériquement par une modélisation Monte-Carlo du flux émis. Le premier paramètre libre important de mon modèle sera ainsi lié à la valeur du rayon externe r_j comme nous le verrons ici et au dixième chapitre puisqu'il va gouverner une bonne partie du comportement des spectres de puissance. Ceci sera intéressant dans la mesure où c'est l'évolution de ce genre de paramètre qui régit aussi la transition entre états durs et mous dans de nombreux modèles (cf Ferreira *et al.* 2006 mais aussi chez Esin *et al.* 1997).

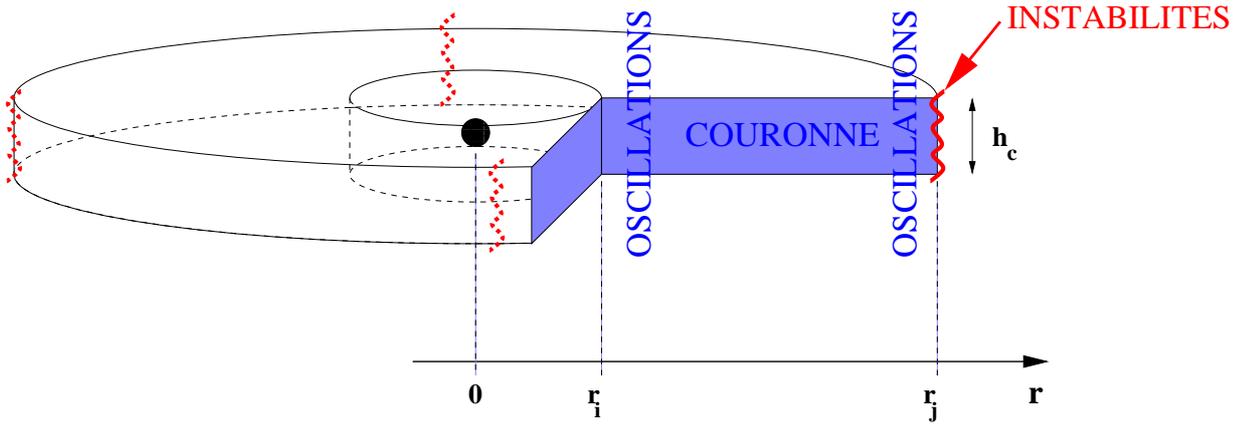


Fig. 49. Vision générale du modèle de couronne oscillante que j’ai développé et paramètres le gouvernant. La couronne, située entre un rayon interne r_i , un rayon externe r_j et de hauteur h_c est soumise à une onde de pression entretenue par une instabilité au rayon externe r_j . Cette vision générale peut éventuellement être insérée dans un paradigme où la couronne est alors à la base d’un jet MHD (Markoff *et al.* 2001; Ferreira *et al.* 2006). L’onde de pression que j’utilise à la section 2 va se propager à l’intérieur de la couronne, mais selon les cas, aussi à l’extérieur de celle-ci : le mot “couronne” ne désignant en définitive que la région du plasma chaud où la température et surtout l’épaisseur optique deviennent suffisamment grandes pour émettre.

§ 56. Types d’ondes dans un plasma

Il est fort probable que la couronne que l’on envisage soit un milieu fortement magnétisé. En effet, rien que pour des raisons énergétiques, on sait que les températures atteintes par cette dernière nécessite un mécanisme de chauffage. Nous ne nous lancerons évidemment pas dans un descriptif de ce problème qui serait l’objet d’une thèse entière mais on peut tout de même signaler le fait que le mécanisme le plus probable fasse intervenir le champ magnétique (effet dynamo par exemple).

À cause des deux types de particules chargées peuplant un plasma (ions et électrons), il pourra s’y produire de très nombreuses ondes dans ces milieux selon que celles-ci agissent sur l’un ou l’autre type. De plus, la présence d’un champ magnétique va souvent rendre les propriétés du milieu fortement anisotrope. On peut donc, dans ces milieux, envisager à priori des ondes de pression, vitesse ou densité comme dans les gaz parfaits classiques, mais aussi de champ magnétique du fait du couplage des équations de la dynamique avec les équations de Maxwell.

§ 56.1. Les ondes dans les plasmas magnétisés

Pour accéder aux équations gouvernant ce type d’onde, on procède en général par linéarisation des équations de la MHD idéale, afin d’obtenir ce qu’on appelle “l’opérateur des petits mouvements” $\vec{F}(\vec{\xi})$ qui régit l’évolution du milieu soumis à une petite perturbation en déplacement $\vec{\xi}$ (on prendra alors classiquement pour la densité $N = N_o + n$, pour la pression $P = P_o + p$, pour le champ magnétique $\vec{B} = \vec{B}_o + \vec{b}$ et pour les déplacements $\vec{x} = \vec{x}_o + \vec{\xi}$)⁷⁷. La résolution de ce système en terme d’ondes planes permet alors d’obtenir (par annulation du déterminant du système) les 3 modes fondamentaux d’oscillation dans un plasma : le mode d’Alfvén et les deux modes magnétosoniques lent et rapide.

⁷⁷On obtient alors $\rho_0 \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = -\vec{g} \text{div}(\rho_0 \vec{\xi}) + \text{div}(\vec{\xi} \cdot \vec{g} \text{rad} p_0) + \vec{g} \text{rad}(\gamma p_0 \text{div} \vec{\xi}) + \vec{r} \text{ot}(\vec{r} \text{ot}(\frac{\vec{\xi} \wedge \vec{B}_0}{\gamma})) \wedge \vec{B}_0 + \vec{r} \text{ot}(B_0) \wedge \vec{r} \text{ot}(\frac{\vec{\xi} \wedge \vec{B}_0}{\mu_0})$, cf par exemple Régner (2001). Le terme de droite de l’équation est l’opérateur des petits mouvements $F(\vec{\xi})$

Les types d'ondes que l'on peut obtenir ensuite sont multiples selon la direction du champ magnétique par rapport à la direction du vecteur d'onde. Elles se scindent en deux grandes classes en fonction de leur influence respective sur chacun des types de particules :

- Dans les ondes électroniques, dont un fameux exemple est l'onde de plasma, seuls les électrons légers seront mis en mouvement. Ce sont donc typiquement les oscillations que l'on retrouve à hautes fréquences.
- Les ondes ioniques, quant à elles, mettent en mouvement le fluide dans son ensemble (ions et électrons). Ce sont donc celles que l'on retrouve à basse fréquence et qui nous intéressent donc particulièrement. Dans ce type de configuration, les électrons ne sont pas inertiels (ils réagissent instantanément à une perturbation) et il n'y a que les ions qui sont en accélération.

Il reste donc 4 types d'ondes envisageables pour modéliser la variabilité X dans des domaines allant du mHz jusqu'au kHz : les ondes ioniques cyclotroniques et magnétosoniques lorsque $\vec{B}_0 \perp \vec{k}$,⁷⁸ les ondes d'Alfvén lorsque $\vec{B}_0 \parallel \vec{k}$, et les ondes acoustiques simples lorsque $\vec{B}_0 = \vec{0}$.

§ 56.2. Une hypothèse de bruit blanc pour le spectre lié aux instabilités

Dans les milieu non ou peu magnétisés, on pourra envisager la propagation d'ondes acoustiques simples. Cependant, on sait qu'en ce qui concerne la couronne, il y a peu de chance que cela soit le cas, étant donné ce que l'on vient de remarquer. Néanmoins, je me propose tout de même d'évaluer un ordre de grandeur de la vitesse de propagation d'une onde "acoustique" simple. Pour cela, on peut s'aider des observations et notamment des valeurs communément admises pour l'ajustement des spectres par des modèles de comptonisation thermique. Ceux-ci donnent alors que des températures de quelques centaines de keV sont couramment obtenues. Or on a :

$$(56.60) \quad c_s \sim \sqrt{\frac{kT}{m_p}}.$$

Par exemple, pour un plasma de température $kT_e = 100 \text{ keV}$, la vitesse du son qui lui est associée vaudra alors $4 \times 10^8 \text{ cm.s}^{-1} = 1.4 \times 10^{-2} c$. Ceci va donc nous donner un bon ordre de grandeur pour nos futures simulations et nous verrons de plus au chapitre 11 que quand bien même l'onde envisagée se propage dans un milieu magnétisé, cette valeur reste sensiblement la même.

Quoi qu'il en soit et en guise de conclusion, j'ai pris dans toute mon analyse **une valeur de la vitesse de propagation de l'onde proche de $c_s \sim 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$ et la valeur de celle-ci sera un des paramètres d'entrées pour nos simulations.**

§ 56.3. Quels mécanismes excitateurs des ondes de pression?

Nous aborderons brièvement dans ce paragraphe le problème de savoir comment il est possible de générer des instabilités à la frontière d'un plasma comme la couronne. La concision de cet exposé ne devra cependant pas occulter le fait qu'il s'agit d'un problème à part entière et qui ne se résume pas au simple descriptif suivant! Cependant, nous l'évoquons dans la mesure où celle-ci doit être responsable d'une partie de la variabilité observée. Ceci peut se comprendre en effet dans le cadre d'un comportement radiatif linéaire du milieu (ce qui ne sera valable que

⁷⁸On a alors $k^2 = \Omega_c^2 + \omega^2/c_s^2$, pour l'onde cyclotronique et $\frac{\omega^2}{k^2} = c^2 \frac{c_s^2 + v_A^2}{c^2 + v_A^2}$ pour les ondes magnétosoniques, avec Ω_c la pulsation cyclotronique du plasma, c_s la vitesse du son classique et v_A la vitesse d'Alfvén.

sous certaines conditions, cf prochain chapitre) : dans ce cas-là le spectre de puissance reçu sera égal au produit du spectre de puissance de l'instabilité par la fonction de transfert du milieu. Mon travail s'attache ainsi à montrer comment cette fonction de transfert permet à elle seule d'expliquer certaines caractéristiques de la variabilité des binaires-X.

Dans toute l'étude que j'ai faite, faute de connaître précisément les mécanismes à l'origine de telles instabilités et notamment ceux qui sont prépondérants, je considérerai en première approximation que la réponse en fréquence de ces instabilités est plate c'est à dire qu'elles génèrent un **bruit blanc**. Je discuterai donc de cette hypothèse à la lumière des résultats que j'ai obtenus et en comparaison avec les observations. Mais bien évidemment des travaux ultérieurs pourront être menés pour examiner l'influence de ces instabilités conjointement à mon modèle.

Néanmoins, je citerai dès à présent quelques pistes pouvant mener à l'identification des ces instabilités. En ce qui concerne les modèles purement hydrodynamiques, on peut par exemple citer Papaloizou & Pringle (1984) qui ont été parmi les premiers à s'intéresser aux instabilités qui pouvaient naître de l'écart à l'axisymétrie. Leur modèle repose alors sur l'hypothèse d'un tore non auto-gravitant ayant un moment cinétique constant. Ils ont montré que de tels tores sont instables pour les faibles nombres d'onde azimutaux m et que l'instabilité se déroulait sur l'échelle de temps dynamique du plasma en rotation. Celle-ci semble de plus intervenir à l'échelle de l'ensemble du tore étudié.

Concernant les plasmas magnétisés et appliquée concrètement pour l'instant à l'excitation des QPO basses fréquences dans les binaires-X, on pourra invoquer l'instabilité d'accrétion-éjection (AEI, Tagger & Pellat 1999) qui elle aussi semble favoriser les modes à faibles nombres d'onde m . Enfin, si l'onde se produit à la base d'un jet MHD, on pourra mentionner l'influence de toutes les instabilités de jet. La plus étudiée étant évidemment celle de Kelvin-Helmholtz même si dans ce cas-là elle agit dans un cadre hydrodynamique pur.

Pour un descriptif et une étude plus détaillée des (très) nombreuses instabilités pouvant se produire dans les plasmas magnétisés, je conseille au lecteur de se référer à Kersalé (2000).

Ainsi on peut constater que mon modèle est basé sur des hypothèses relativement simples (qui demandent cependant évidemment des justifications théoriques comme pour l'origine des instabilités ou du chauffage de la couronne) et un jeu de paramètres restreint. Nous allons voir dans le cadre de ce manuscrit que cette vision donne cependant des résultats très intéressants et dont leur exploitation sera l'objet des prochains chapitres. Ainsi, après avoir examiné les principales hypothèses de notre modèle, analysons à présent les équations devant gouverner l'onde au sein du plasma et ses conséquences en terme de rayonnement.

2. Calculs en coordonnées cylindriques

Nous allons donc nous intéresser dans cette partie aux solutions de l'équation d'onde en pression la plus simple : l'onde acoustique classique. Cependant, il faudra bien avoir à l'esprit que concernant notre problème il s'agit plus probablement d'ondes magnéto-soniques et que nous utiliserons le terme "d'onde sonore", de "vitesse du son", etc, uniquement pour alléger le discours.

§ 57. Résolution de l'équation d'onde : mode "saucisse"

Dans ce paragraphe, nous recherchons les solutions générales de l'équation d'onde classique :

$$(57.61) \quad \nabla^2 p - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0$$

et qui donne, en coordonnées cylindriques :

$$(57.62) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0,$$

avec c_s la vitesse de l'onde dans le milieu étudié. Notre hypothèse de travail sera que celle-ci garde une valeur constante sur tout le domaine d'étude et avec des valeurs de l'ordre de celles calculées au § 56.2. Cependant, il sera possible d'étendre nos résultats en considérant un profil de vitesse du son non homogène tant que les échelles sur lesquelles varient les grandeurs mises en jeu (c_s , masse volumique ρ) restent grandes devant la longueur d'onde. On pourra à ce sujet se reporter à l'annexe A pour examiner l'étude de ces solutions.

Je prierai aussi le lecteur de se référer à Titarchuk & Shaposhnikov (2005) s'il tient à s'intéresser à une étude similaire proposée pour une géométrie sphérique de la couronne. En ce qui nous concerne, nous allons rechercher les solutions de cette équation en mode "saucisse", c'est à dire se propageant en onde plane suivant la direction verticale et dont l'amplitude varie en fonction du rayon. Ce raisonnement revient à chercher les solutions à l'équation d'onde 57.62 en termes de solutions à variables séparées entre la composante verticale et radiale. Ce qui donne alors :⁷⁹

$$(57.63) \quad \underline{p}(r, z, t) = p_r(r) e^{i(\pm k_z z - \omega t)},$$

le signe \pm représentant soit l'onde progressive (+) dans la direction verticale, ou régressive (-).⁸⁰ Ainsi explicitées, le lecteur pourra arguer que ces solutions s'apparentent beaucoup à celles cherchées par Nowak *et al.* (1999) pour modéliser les décalages temporels observés dans Cyg X-1. Cependant on pourra noter que ces derniers ne s'intéressent pas à la composante propagative dans la direction verticale puisqu'ils cherchent uniquement des solutions de la forme $p(r, t) = f(r) \times g(t)$. En remplaçant 57.63 dans l'équation 57.62, on obtient :

$$(57.64) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d p_r}{dr} \right) - k_z^2 p_r + \frac{\omega^2}{c_s^2} p_r = 0$$

et par suite,

$$(57.65) \quad r^2 \frac{d^2 p_r}{dr^2} + r \frac{d p_r}{dr} + \left(\frac{\omega^2}{c_s^2} - k_z^2 \right) r^2 p_r = 0.$$

Si on pose ensuite que $K^2 = \frac{\omega^2}{c_s^2} - k_z^2$ et qu'on procède au changement de variable $u = Kr$ ⁸¹, on obtient alors les deux équations différentielles de Bessel d'ordre 0 suivantes :

$$(57.66) \quad u^2 \frac{d^2 p_r}{du^2} + u \frac{d p_r}{du} + u^2 p_r = 0 \text{ si } K^2 > 0 \text{ et,}$$

$$(57.67) \quad u^2 \frac{d^2 p_r}{du^2} + u \frac{d p_r}{du} - u^2 p_r = 0 \text{ si } K^2 < 0.$$

Les solutions de cette équation dépendent alors du signe de K^2 .

⁷⁹On utilisera ici et dans toute la suite la notation complexe qui s'avère plus commode pour résoudre l'équation d'onde en pression. Pour revenir aux solutions réels de la perturbation en pression $p(r, z, t)$, on opérera la transformation classique $p(r, z, t) = \Re(\underline{p}(r, z, t))$

⁸⁰En toute rigueur, on doit donc rechercher les solutions sous la forme $\underline{p}(r, z, t) = p_{r,+}(r) e^{i(k_z z - \omega t)} + p_{r,-}(r) e^{i(-k_z z - \omega t)}$, mais en pratique cela ne change pas les résultats de la résolution qui suit et nous garderons donc cette notation.

⁸¹Avec $K = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_s^2} - k_z^2}$ si $K^2 > 0$ et $K = \sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c_s^2}}$ si $K^2 < 0$.

§ 57.1. Cas des petites longueurs d'ondes verticales : $K^2 < 0$

Dans ce cas là en effet, on a $k_z > \frac{\omega}{c_s}$ et la solution générale de l'équation sera une combinaison linéaire des deux fonctions de Bessel modifiées d'ordre 0, I_0 et K_0 (Abramowitz & Stegun 1964) :

$$(57.68) \quad \underline{p}(r, z, t) = (\alpha I_0(Kr) + \beta K_0(Kr)) e^{i(\pm k_z z - \omega t)}.$$

§ 57.2. Cas des grandes longueurs d'ondes verticales : $K^2 > 0$

Ici, on a $k_z < \frac{\omega}{c_s}$ et les solutions de l'équation 57.66 sont alors des combinaisons linéaire des fonctions de Bessel d'ordre 0, Y_0 et J_0 . La perturbation liée à l'onde de pression s'écrira alors :

$$(57.69) \quad \underline{p}(r, z, t) = (\alpha J_0(Kr) + \beta Y_0(Kr)) e^{i(\pm k_z z - \omega t)}.$$

• **Limites des très grandes longueurs d'onde verticale.** Dans ce cas là, $k_z \ll \frac{\omega}{c_s}$ et on pourra associer K à $\frac{\omega}{c_s}$. On obtient alors la solution 57.70 :

$$(57.70) \quad \underline{p}(r, z, t) = \left(\alpha J_0\left(\frac{\omega r}{c_s}\right) + \beta Y_0\left(\frac{\omega r}{c_s}\right) \right) e^{i(\pm k_z z - \omega t)}.$$

Le lecteur pourra encore remarquer la similarité de ces solutions avec celles proposées par Nowak *et al.* (1999) (en tenant compte des remarques restrictives précédentes) puisque ceux-ci ont utilisé une fonction de Hankel d'ordre 0 comme solution qui est une généralisation des fonctions de Bessel dans le plan complexe⁸². Cependant, ceux-ci n'ont utilisé qu'une seule des deux fonctions de Hankel d'ordre 0 comme solution : la solution "progressive" se propageant vers l'intérieur $H_0^{(2)}(\omega r/c_s)$ et non la "régressive".

Revenons donc à notre modèle physique qui se révèle être l'oscillation d'un plasma dont les dimensions sont bornées : celui-ci s'étend d'un rayon intérieur r_i de quelques rayons de Schwarzschild (par exemple, $r_i = 10^7 \text{ cm} = 3 r_s$ pour un trou noir de masse $M_{TN} = 11.3 M_\odot$) jusqu'à un rayon externe r_j de quelques centaines de r_i (par exemple $r_j = 10^9 \text{ cm} = 100 r_i = 300 r_s$). On peut alors tracer le graphe de $Y_0(Kr)$ et $J_0(Kr)$ en fonctions de r suivant que K (ou la fréquence de l'oscillation) prennent des grandes ou des petites valeurs⁸³, comme à la figure 50. On peut d'ores et déjà noter une certaine tendance liée intrinsèquement au comportement des deux fonctions Y_0 et J_0 : en effet, on constate que plus le vecteur d'onde lié à l'oscillation va augmenter, plus l'amplitude de ces fonctions, donc de l'oscillation en pression, va diminuer.

3. Conditions aux limites

Nous venons de voir que, quelque soit la fréquence ν d'excitation de l'onde, son amplitude était modulée par un terme qui était une combinaison linéaire (C.L) de fonctions de Bessel. Les coefficients α et β de cette C.L seront de toute évidence déterminés par les conditions aux limites du système. La valeur de ceux-ci vont donc dépendre cruellement de la géométrie que l'on adoptera.

⁸² $\forall z \in \mathbb{C} \setminus \{0\}, H_0^{(1)}(z) = J_0(z) + iY_0(z)$ et $H_0^{(2)}(z) = J_0(z) - iY_0(z)$.

⁸³Ici, on parle de "petites" et "grandes" valeurs de K mais ces notions d'ordre ne sont pas les mêmes que dans le paragraphe précédent. Dans ce cas-là, la valeur de K est à comparer aux grandeurs physiques du système mis en jeu mais on reste toujours dans le domaine des très grandes longueurs d'onde verticales. Ici, on compare alors la longueur d'onde radiale aux dimensions du système, i.e, r_i ou r_j ...

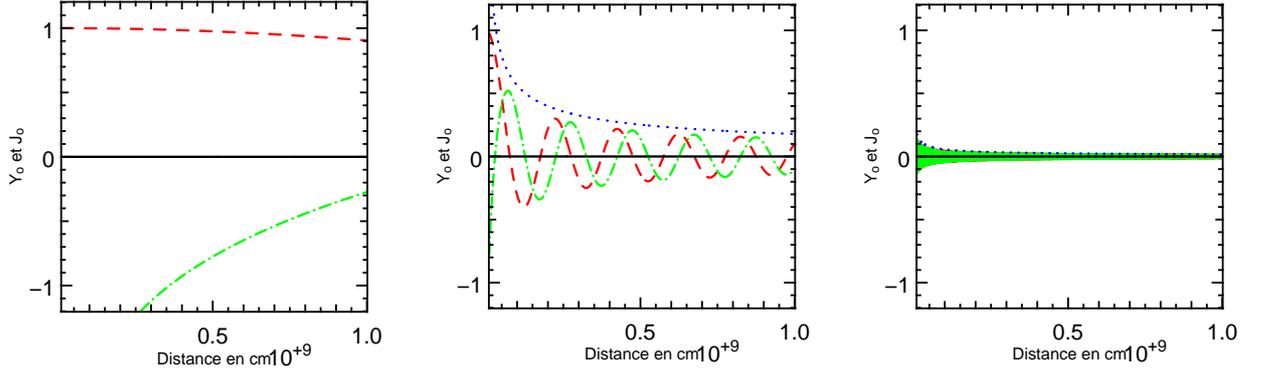


Fig. 50. Fonctions de Bessel J_0 (en tirets rouge) et Y_0 (en tirets-pointillés verts) en fonction de la distance r au centre de symétrie et de la valeur du vecteur d'onde radial K de l'onde en pression (de gauche à droite). à gauche, $K = 6.3 \times 10^{-10} \text{cm}^{-1}$, au centre $K = 3.4 \times 10^{-8} \text{cm}^{-1}$ et à droite $K = 3.4 \times 10^{-6} \text{cm}^{-1}$. On a pris ici comme paramètres géométriques les même valeurs que dans le texte, i.e $r_i = 1.10^7 \text{cm}$, $r_j = 1.10^9 \text{cm}$. La courbe tracée en pointillés bleus dans les figures du centre et de droite représente la fonction $f(K,r) = 1/\sqrt{Kr}$.

§ 58. Un plasma aux dimensions restreintes

§ 58.1. Conditions imposées radialement

Quelles conditions raisonnables imposer dans la direction radiale? Le plus simple consiste tout d'abord à se demander d'où peut provenir la source de l'oscillation. Comme nous l'avons vu au § 56.3, en l'absence de connaissances précises des mécanismes donnant naissance aux ondes de pression, on pourra supposer qu'en $z = 0$ et $r = r_j$ on impose une perturbation en pression $\underline{p}(r_j, t)$ qui peut s'écrire :

$$(58.71) \quad \underline{p}(r_j, 0, t) = \delta p_o e^{-i\omega t}.$$

Le terme δp_o reflète l'amplitude de l'excitation. À priori et dans le reste de notre étude, nous le considérerons comme constant en fonction de la fréquence, à cause de l'hypothèse de **bruit blanc** en r_j et donc $\delta p_o = \text{cte}$. Cette hypothèse est, je le rappelle, justifiée par le but que je me suis fixé : obtenir la fonction de transfert radiative du milieu soumis à l'onde.

De même, si l'onde dans le plasma se propage dans toute la couronne, on peut supposer que celle-ci ne s'arrêtera qu'au rayon interne r_i . En deçà de celui-ci, la pression du gaz doit fortement diminuer puisqu'on est en dessous de la dernière orbite stable. On peut donc prendre la deuxième condition suivante :

$$(58.72) \quad \underline{p}(r_i, 0, t) = 0,$$

qui correspond à un **nœud en pression au rayon interne r_i** . En reprenant alors la solution 57.68, on obtient alors le système suivant :

$$(58.73) \quad \alpha I_o(Kr_j) + \beta K_o(Kr_j) = \delta p_o$$

$$(58.74) \quad \alpha I_o(Kr_i) + \beta K_o(Kr_i) = 0.$$

La résolution de ce dernier conduit alors aux coefficients α et β :

$$(58.75) \quad \alpha = \delta p_o \frac{K_o(Kr_i)}{I_o(Kr_i)K_o(Kr_j) - K_o(Kr_i)I_o(Kr_j)}$$

$$(58.76) \quad \beta = \delta p_o \frac{I_o(Kr_i)}{I_o(Kr_i)K_o(Kr_j) - K_o(Kr_i)I_o(Kr_j)},$$

ce résultat étant valable, on le rappelle lorsque $K^2 < 0$. On peut montrer avec le même raisonnement que l'on obtient le même résultat lorsque $K^2 > 0$ en effectuant la transformation :

$$(58.77) \quad I_0 \longrightarrow J_0$$

$$(58.78) \quad K_0 \longrightarrow Y_0.$$

La solution générale en tenant compte des C.L radiales va donc finalement s'écrire :

$$(58.79) \quad \underline{p}(r, z, t) = \delta p_0 \left(\frac{J_0(Kr_i)Y_0(Kr) - Y_0(Kr_i)J_0(Kr)}{J_0(Kr_i)Y_0(Kr_j) - Y_0(Kr_i)J_0(Kr_j)} \right) e^{i(\pm k_z z - \omega t)} \text{ si } K^2 > 0 \text{ et,}$$

$$(58.80) \quad \underline{p}(r, z, t) = \delta p_0 \left(\frac{I_0(Kr_i)K_0(Kr) - K_0(Kr_i)I_0(Kr)}{I_0(Kr_i)K_0(Kr_j) - K_0(Kr_i)I_0(Kr_j)} \right) e^{i(\pm k_z z - \omega t)} \text{ si } K^2 < 0.$$

§ 58.2. Conditions imposées verticalement

De manière similaire, on pourrait imposer des conditions particulières très variées aux frontières verticales du domaine où se déroule l'oscillation. Dans le cadre de mes recherches, j'ai simplement envisagé deux cas différents :

- **Pas de conditions verticales, grandes longueurs d'onde :**

la longueur d'onde verticale λ_z est alors grande devant la longueur d'onde liée à l'oscillation $\lambda_0 = c_s/v$ et devant l'échelle verticale sur laquelle se déroule l'oscillation. On fait le choix des grandes longueurs d'onde uniquement pour s'affranchir d'introduire une nouvelle variable, la longueur d'onde verticale λ_z . Dans ce cas, on peut faire l'approximation que $K \simeq 2\pi v/c_s$. Seuls restent alors comme paramètres la fréquence d'excitation et la vitesse du son. Ce modèle s'apparente alors à une oscillation globale d'une bonne partie de la couronne voire même au delà. Autrement dit, celle-ci est alors soumise à une onde stationnaire dans la direction radiale. La solution générale de l'onde est donc simplement donnée par :

$$(58.81) \quad \underline{p}(r, z, t) = \delta p_0 \left(\frac{J_0\left(\frac{\omega}{c_s}r_i\right)Y_0\left(\frac{\omega}{c_s}r\right) - Y_0\left(\frac{\omega}{c_s}r_i\right)J_0\left(\frac{\omega}{c_s}r\right)}{J_0\left(\frac{\omega}{c_s}r_i\right)Y_0\left(\frac{\omega}{c_s}r_j\right) - Y_0\left(\frac{\omega}{c_s}r_i\right)J_0\left(\frac{\omega}{c_s}r_j\right)} \right) e^{-i\omega t}$$

Il est important de noter que la solution 58.81 est aussi celle que l'on obtient lorsqu'on ne considère qu'une onde unidimensionnelle se propageant uniquement dans la direction radiale, sans prendre en compte la propagation verticale.

- **Onde bornée par les frontières de la couronne**

Un autre possibilité consiste toutefois à considérer que l'oscillation se produit uniquement dans la couronne. Dans une première approximation, on peut alors considérer le milieu comme homogène sur une épaisseur caractéristique h_c , et qu'en dehors de celle-ci l'oscillation ne se propage pas du tout. On aura ainsi un **nœud de pression** en $z = \pm h/2$:

$$(58.82) \quad \underline{p}(\pm h_c/2, r, t) = 0.$$

Ainsi, en reprenant les solutions 58.79 (ou indifféremment 58.80), on obtient **une onde stationnaire en z et une quantification du vecteur d'onde vertical** :

$$(58.83) \quad p(r, z, t) = p_r(r) \cos(k_z z) \cos(\omega t), \text{ avec,}$$

$$(58.84) \quad k_z = n \times \frac{\pi}{h_c}, \quad n \in \mathbb{Z},,$$

$p_r(r, t)$ étant alors le terme entre parenthèses des deux solutions 58.79 ou 58.80 obtenues selon le "K".

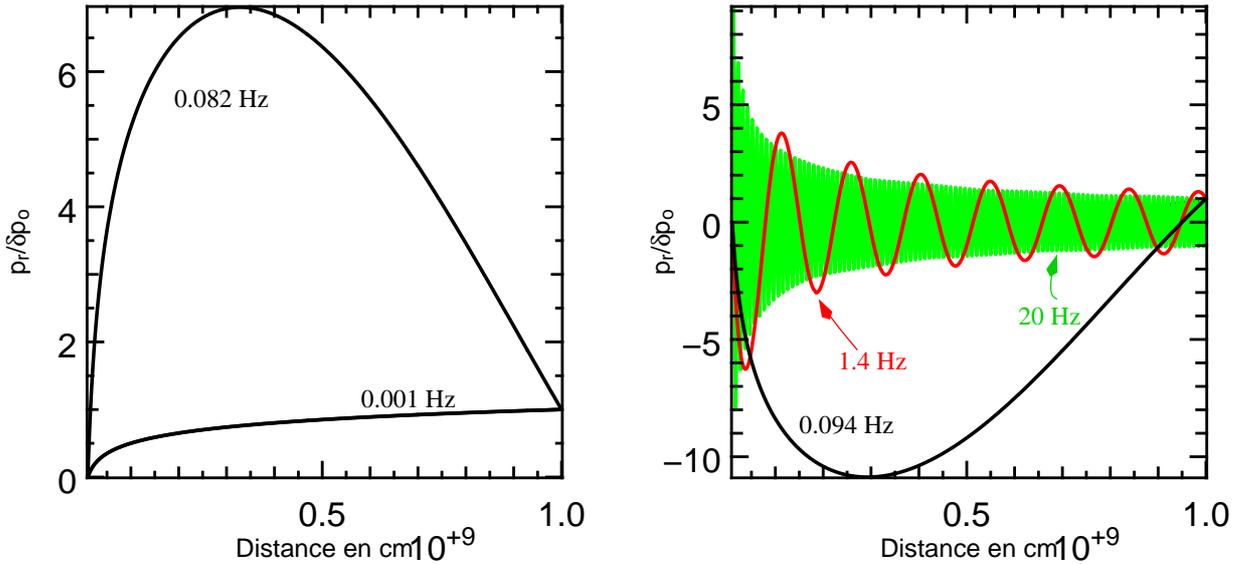


Fig. 51. Allure de l'amplitude de la modulation $p_r(r)$ sans conditions aux limites verticales particulières (solution 58.81). On a pris $c_s = 2 \times 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$ et $r_j = 10^9 \text{ cm}$. Ici, on constate qu'à basses fréquences (à gauche) l'amplitude reste constante sur une grande plage de valeurs. Elle atteint un maximum lorsque la fréquence devient de l'ordre de c_s/r_j (en réalité vers $0.45c_s/r_j$).

Partant, dans le premier cas on s'aperçoit que la longueur d'onde pourra prendre de grandes valeurs alors que la plus grande atteignable dans le deuxième cas sera $h_c/2$. Elle ne sera pas quantifiée par des conditions aux limites strictes dans la direction verticale.

§ 59. Conclusion : allure des solutions

Nous verrons que pour les simulations numériques que j'ai réalisées et qui vont être décrites dans le prochain chapitre, je me suis pour l'instant attaché à partir du plus simple qui se révèle de ne pas mettre de conditions aux limites verticales (solution 58.81) afin d'en dégager les principales caractéristiques. Évidemment, une bonne partie de l'étude est aussi consacrée à observer les effets de la variation d'un des paramètres de contrôle (par exemple le rayon externe r_j) sur les spectres de puissance obtenus. Ensuite, j'ai affiné le modèle par exemple en prenant la solution 58.83, mais aussi en changeant la géométrie de la composante émissive, en considérant que seule une petite partie (un "anneau") pouvait contribuer à l'émission.

Nous verrons enfin dans les chapitres suivants que je ne me suis pas simplement limité à ces deux cas, mais que j'ai pu aussi m'intéresser à l'effet d'une transition au sein du plasma avec deux vitesses du son différentes.

4. Calcul analytique en milieu homogène : prévisions des résultats?

Après avoir examiné la forme des solutions de l'onde de pression, il reste ensuite à analyser quelle influence cette onde pourra avoir sur le flux sortant. Ceci peut être réalisé de deux façons : soit dans le cas général, de manière numérique et ce sera l'objet des prochains chapitres. Soit en supposant que la réponse radiative de la couronne est localement linéaire et dans ce cas il va être possible de conduire des calculs analytiques. C'est ce que nous nous proposons d'examiner dans cette partie.

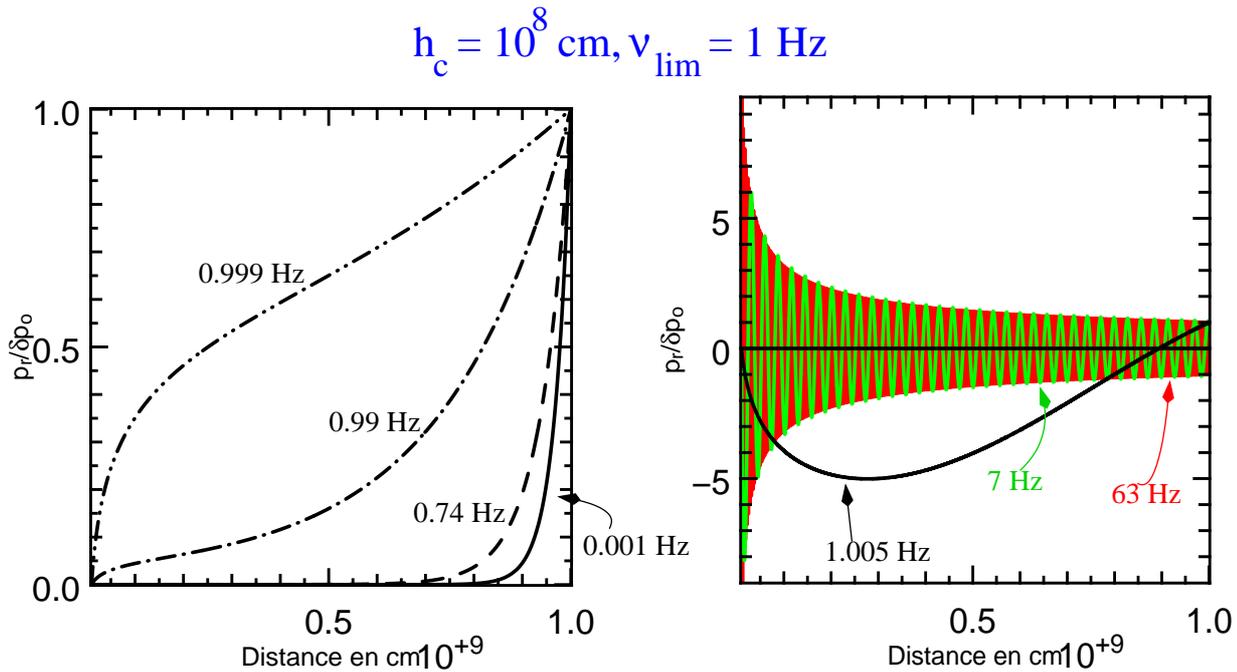


Fig. 52. Allure de l'amplitude de la modulation $p_r(r)$ avec des conditions aux limites verticales strictes. On a pris $c_s = 2 \times 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$. On observe un maximum d'amplitude lorsque la fréquence d'excitation devient proche de la fréquence limite $v_{\text{lim}} = c_s/2h_c$.

§ 60. Expression de la composante modulée du flux dans le cas d'une réponse linéaire

Reprenons l'expression de la perturbation en pression établie dans l'équation 58.79 de la page 144 et exprimons alors la variation relative en température $\epsilon(r, t)$ correspondante :

$$(60.85) \quad \epsilon(r, z, t) = \frac{\Delta T}{T_0}$$

$$(60.86) \quad = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{p(r, z, t)}{P_0}$$

$$(60.87) \quad = \underbrace{\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\delta p_0}{P_0}}_{\equiv A} \left(\frac{J_0(Kr_i)Y_0(Kr) - Y_0(Kr_i)J_0(Kr)}{J_0(Kr_i)Y_0(Kr_j) - Y_0(Kr_i)J_0(Kr_j)} \right) e^{i(\pm k_z z - \omega t)} \quad 84$$

Pour simplifier les notations, on notera de nouveau α le terme situé devant $Y_0(Kr)$ et β celui situé devant $J_0(Kr)$ de telle sorte qu'on puisse écrire que $\epsilon(r, z, t) = (\alpha Y_0(Kr) + \beta J_0(Kr))e^{i(\pm k_z z - \omega t)}$.

Au passage de l'onde, l'anneau situé entre r et $r + dr$ et entre z et $z + dz$ verra sa température et sa densité être modulées. Or, si on se situe dans le domaine linéaire de réponse de la couronne, sa contribution dF relativement au flux $dF_0 = \eta dV$ de cette portion en l'absence de perturbation va faire de même et sera proportionnelle à la variation de température (η est alors l'émissivité du point de la couronne étudiée en l'absence de la perturbation et dépend de $n_e, T_e, T_{\text{mous}}$ et de la géométrie). Ainsi, à tout instant t , le flux sortant de cette portion sera proportionnel au volume

⁸⁴Ceci sera valable si $K^2 > 0$ et on gardera cette hypothèse dans toute la suite pour ne pas alourdir la description. Si $K^2 < 0$, on remplacera alors encore les fonctions J_0 par les I_0 et les Y_0 par les K_0 .

élémentaire de l'anneau $dV = 2\pi r dr dz$ et à ϵ :

$$(60.88) \quad \frac{dF - dF_0}{dF_0} = C_{lin}\epsilon(r, z, t) \iff dF = \eta(1 + C_{lin}\epsilon(r, z, t))2\pi r dr dz.$$

Si toute la couronne est la source d'émission haute énergie, on peut ensuite intégrer l'équation précédente entre le rayon interne r_i et le rayon de transition r_j d'une part et entre l'altitude $-h/2$ et l'altitude $h/2$ d'autre part, pour obtenir le flux sortant. On a ainsi :

$$(60.89) \quad F(t) = 2\pi \iint \eta(r, z) \times \underbrace{(1 + C_{lin}\epsilon(r, z, t))}_{\equiv G_{\sim}} r dr dz.$$

Ici se pose alors le problème de $\eta(r, z)$: en effet, il représente le flux par unité de volume émis par chacune des portions de la couronne en absence de l'onde. C'est d'ailleurs l'exact pendant de la fonction de réponse $g(r)$ évoqué par Misra (2000), mis à part le fait que dans notre étude nous ne nous intéressons pas à la réponse du détecteur qui sert à réaliser la mesure. L'expression 60.89 est, à ce titre très éloquente, puisqu'elle s'écrit comme la somme d'un terme indépendant de la perturbation ($\propto \int \eta r dr dz$) et du terme perturbatif ($\propto \int \eta G_{\sim} r dr dz$).

Comment aller plus loin si on ne connaît pas la fonction η a priori? On pourrait, à l'instar de Misra (2000), s'appuyer sur un modèle empirique⁸⁵, mais j'ai encore préféré m'attacher à essayer de calculer la luminosité dans le cas le plus simple (mais peut-être pas le plus raisonnable!), c'est à dire celui d'un profil d'émissivité relativement constant $\langle \eta \rangle$ dans toute la couronne pour le calcul du terme perturbatif. On aura alors la composante modulée du flux F_{\sim} qui s'écrira :

$$(60.90) \quad F_{\sim} = C_{lin}2\pi \iint \eta G_{\sim} r dr dz$$

$$(60.91) \quad = 2\pi \langle \eta \rangle A \times C_{lin} \times \frac{2 \sin(k_z h/2)}{k_z} \int_{r_i}^{r_j} (\alpha Y_0(Kr) + \beta J_0(Kr)) r dr.$$

Si on procède alors au changement de variable $u = Kr$, on obtient alors que :

$$(60.92) \quad \int_{r_i}^{r_j} (\alpha Y_0(Kr) + \beta J_0(Kr)) r dr = \frac{1}{K^2} \int_{Kr_i}^{Kr_j} (\alpha Y_0(u) + \beta J_0(u)) u du.$$

Or les fonctions de Bessel s'intègrent facilement puisque $\int x J_0(x) dx = x J_1(x) + C$ et $\int x Y_0(x) dx = x Y_1(x) + C'$ (cf Abramowitz & Stegun (1964) par exemple). On a alors de ce fait :

$$(60.93) \quad \int_{r_i}^{r_j} (\alpha Y_0(Kr) + \beta J_0(Kr)) r dr = \frac{K [\alpha [r_j Y_1(Kr_j) - r_i Y_1(Kr_i)] + \beta [r_j J_1(Kr_j) - r_i J_1(Kr_i)]]}{K^2}.$$

Ainsi, on obtient l'expression de F_{\sim} :

$$(60.94) \quad F_{\sim} = \left[4\pi A C_{lin} \sin(k_z h/2) \frac{\langle \eta \rangle}{k_z} \right] B(K, r_j, r_i) e^{-i\omega t} \text{ avec,}$$

$$(60.95) \quad B(K, r_j, r_i) = \frac{1}{K} \frac{J_0(Kr_i) [r_j Y_1(Kr_j) - r_i Y_1(Kr_i)] - Y_0(Kr_i) [r_j J_1(Kr_j) - r_i J_1(Kr_i)]}{J_0(Kr_i) Y_0(Kr_j) - Y_0(Kr_i) J_0(Kr_j)}. \quad 86$$

⁸⁵Ce dernier s'appuie sur Misra *et al.* 1997 et la température est alors supposée suivre une loi de type $kT \propto r^n (1 - (r_i/r)^{1/2})^m$ avec n et m ajustés avec les observations

⁸⁶Si on se situe à basse fréquence, i.e là où $K^2 < 0$, l'équation sera toujours quasiment la même en substituant les fonctions J_0 et Y_0 par les I_0 et K_0 comme précédemment, mais il faut faire attention au fait que si la fonction J_1 doit être remplacée par I_1 , Y_1 devra être remplacée par $-K_1$.

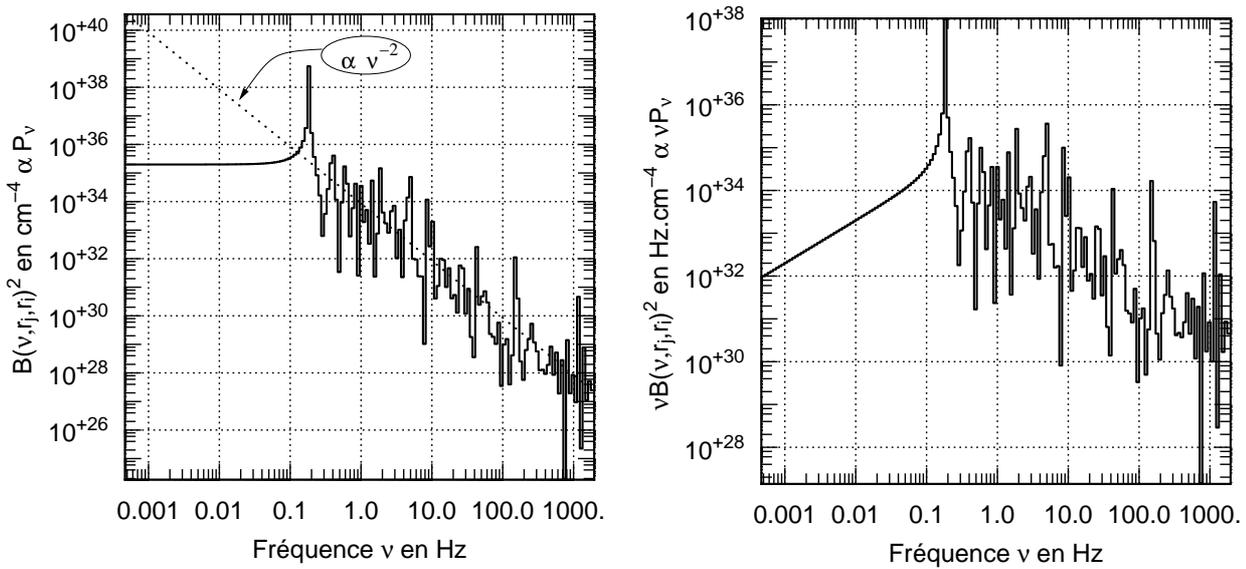


Fig. 53. Tracé de B^2 et vB^2 en fonction de la fréquence ν : on constate l'existence d'un plateau à basse fréquence (bruit à bande limitée où "BLN"), d'un pic à $\nu_{QPO} \simeq 0.41c_s/r_j$ puis d'une décroissance en ν^{-2} à partir de la fréquence de coupure $\nu_b \sim \nu_{QPO}$. On a pris ici $c_s = 4 \times 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$, $r_i = 10^7 \text{ cm}$ et $r_j = 10^9 \text{ cm}$. On remarquera aussi la présence de nombreux pics secondaires liés aux oscillations des fonctions de Bessel.

§ 61. Spectres de puissance attendus

Plaçons nous dans le cas le plus simple des très grandes longueurs d'ondes verticales (ou, ce qui est équivalent, lorsqu'on a pas de propagation dans la direction verticale). On peut alors remplacer dans l'équation 60.95 K par $\omega/c_s = 2\pi\nu/c_s$ (ainsi que $\sin(k_z h/2)/k_z$ par $h/2$ dans 60.94). Si on excite la couronne avec un bruit blanc ($A(\nu) = \text{cte}$), dans le cas où la réponse radiative est linéaire, l'amplitude de la modulation en luminosité pour chaque fréquence est égale à $|F_{\sim}|$. En faisant varier la fréquence, on peut avoir directement accès au spectre de puissance P_ν qui s'écrira alors :

$$(61.96) \quad P_{nu} = [2\pi ACh \langle \eta \rangle]^2 B(2\pi\nu/c_s, r_j, r_i)^2.$$

On constate alors que toute l'information fréquentielle du spectre est contenue dans le terme en B^2 : en effet, le spectre du mécanisme excitateur est contenu quant à lui dans la fonction A que nous prenons depuis le début comme égale à une constante. Il est alors intéressant de tracer P_ν dans ce cas-là comme je l'ai fait à la figure 53. Celui-ci montre alors un comportement extrêmement intéressant : en effet, le spectre de puissance obtenu arbore un comportement assez remarquable avec **un bruit à bande limitée à basse fréquence, une décroissance à haute fréquence et un pic autour de la fréquence de coupure que l'on peut interpréter comme un QPO**. On pourra noter cependant la présence de nombreuses oscillations à hautes fréquences, conséquence directe de l'emploi des fonctions de Bessel.

§ 61.1. Comportement asymptotique pour les hautes fréquences

Examinons donc à présent le comportement asymptotique de la fonction B lorsqu'on se rapproche des hautes fréquences. Les équivalents des fonctions de Bessel $J_i(x)$ et $Y_i(x)$ ($i = 0, 1$) lorsque $x \rightarrow \infty$ sont $J_i(x) \sim \sqrt{2/(\pi x)} \cos(x - i\pi/2 - \pi/4)$ et $Y_i(x) \sim \sqrt{2/(\pi x)} \sin(x - i\pi/2 - \pi/4)$. Ainsi, sans tenir compte de la modulation liée aux sinus et cosinus (et qui est responsable des oscillations dans les spectres de puissance dans la gamme des hautes fréquences), toutes

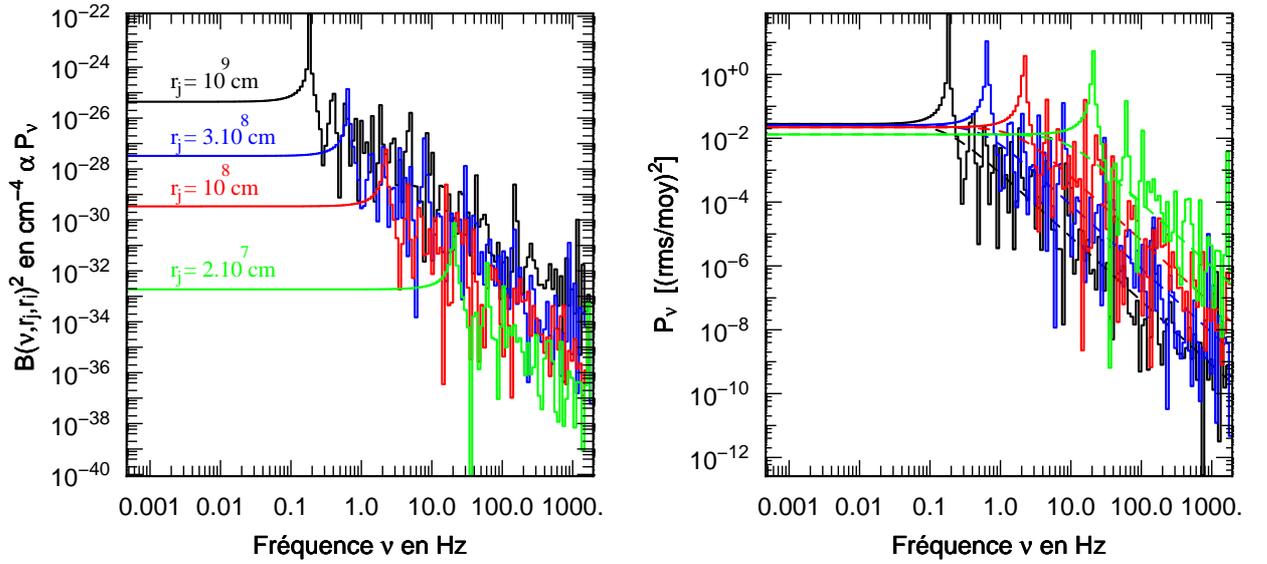


Fig. 54. À gauche : évolution de la fonction B^2 en fonction de la valeur du rayon de transition r_j (r_j est toujours maintenu constant et égal à 10^7 cm). Les différentes valeurs de r_j sont inscrites sur le graphe. À droite : évolution du spectre de puissance normalisé en terme du rapport de la rms à la moyenne du flux. Les code de couleurs sont les mêmes que pour la figure de gauche. On a aussi tracé à titre d'exemple des lorentziennes ajustant au mieux le continuum.

les fonctions de Bessel évoquées plus haut ont une amplitude qui décroît en $x^{-1/2}$. Comme on a au dénominateur comme au numérateur de la relation 60.95 des sommes de produit de 2 fonctions de Bessel, l'amplitude de ce quotient lorsque $\nu \rightarrow \infty$ ne va pas sensiblement varier (le dénominateur comme le numérateur évoluant en ν^{-1}).

C'est bien le facteur $1/K$ présent devant ce quotient qui va alors entraîner l'évolution du spectre de puissance en ν^{-2} pour les hautes fréquences. Ceci est bien visible sur la figure 53. Il est évidemment intéressant de constater dès à présent que cette décroissance en ν^{-2} est conforme aux observations des spectres de puissance des binaires-X dans leur état dur : en effet, même si l'on modélise le BLN par une lorentzienne centrée en 0 comme le font de nombreux auteurs (Pottschmidt *et al.* 2003; Nowak 2000), à haute fréquence cette lorentzienne sera équivalente à une fonction décroissante en ν^{-2} . Je laisserai cependant pour l'instant de côté la discussion de toutes les critiques que l'on peut émettre relativement à ce modèle pour les reprendre en profondeur au chapitre 11.

§ 61.2. Évolution du spectre de puissance lorsque r_j diminue

À partir de la modélisation précédente, peut-on aller plus loin dans l'explication de certains phénomènes observés? On peut examiner pour cela la variation de deux observables que sont l'évolution de la fréquence de coupure ν_b et de la variabilité intégrée lors de l'évolution de la binaire-X vers un état plus mou.

- **Augmentation de la fréquence de coupure.**

Comme on a dit que $\nu_b \sim c_s/r_j$, on constate facilement que la fréquence de coupure augmente avec la diminution de r_j (en gardant évidemment la vitesse du son constante). Or, on a déjà mentionné le fait que dans de nombreux paradigmes il était admis que la transition de l'état dur vers l'état mou pouvait se faire par diminution du rayon interne du disque standard. Si celui-ci fait l'interface avec le début de la couronne, l'augmentation de la fréquence de coupure comme de celle du QPO lors de la transition vers les états mous que l'on observe sera une conséquence indirecte de notre modèle.

- **Une baisse de la variabilité?**

En première analyse et si on examine uniquement le comportement de B^2 en fonction de la valeur du rayon de transition r_j comme dans la figure 54 de gauche, on pourrait penser que notre analyse suffit amplement à expliquer cette tendance. En effet, on constate que la fonction B^2 diminue franchement en amplitude lorsqu'on diminue r_j (d'un facteur 2.5×10^7 lorsque r_j diminue d'un facteur 50).

Cependant, pour mesurer correctement la variabilité, il convient de normaliser le spectre de puissance au flux moyen $F_o = \langle \eta \rangle \pi h (r_j^2 - r_i^2)$. On a ainsi le spectre de puissance normalisé P_v qui doit s'écrire :

$$(61.97) \quad P_v = \left(\frac{F_{\sim}}{F_o} \right)^2 = \left(\frac{2AC_{lin}}{r_j^2 - r_i^2} \right)^2 B(2\pi\nu/c_s, r_j, r_i)^2.$$

Le tracé de cette fonction est visible sur la figure 54 de droite. On constate alors que la variabilité diminue alors seulement d'un facteur 2 quand r_j diminue d'un facteur 50.

9

Simulations Monte-Carlo linéaires dépendantes du temps.

Plan du chapitre

1. Adaptation d'un code Monte-Carlo linéaire indépendant du temps	152
§ 62. Avantages et inconvénients a priori de la méthode	152
§ 63. Applications au transfert de rayonnement : résumé!	152
§ 63.1. Pourquoi un modèle d'émission thermique pour modéliser la variabilité?	152
§ 63.2. Effets physiques pris en compte et négligés dans le code	153
§ 64. Principe des codes Monte-Carlo linéaires	154
§ 64.3. Spécificité des codes non-linéaire	154
§ 64.4. Méthode linéaire avec pondération	155
§ 65. Description du code modifié	156
§ 66. Problèmes généraux rencontrés	158
§ 66.5. Amélioration de la statistique : parallélisation du code	158
§ 66.6. Optimisation du temps de calcul	159
§ 66.7. "crash" du code	161
2. Traitement des résultats	162
§ 67. Structure des fichiers de sortie	162
§ 68. Principes des scripts post-simulations	162
3. Recherche du domaine de linéarité du processus de comptonisation	163
§ 69. Densité spectrale en énergie	163
§ 70. Limite de linéarité	165
§ 70.8. Zones de linéarité en fonction de l'énergie	166
§ 70.9. Quelle valeur limite peut-on donner à ϵ ?	168
§ 71. Réponse de la couronne à une excitation sinusoïdale	170
§ 71.10. Conservation du nombre de photons lors de l'interaction Compton, conséquences	170

Dans ce chapitre, nous allons, après avoir brièvement résumé le principe des méthodes Monte-Carlo, décrire comment j'ai adapté un code linéaire de comptonisation préexistant, pour ensuite étudier l'influence de l'onde de pression sur l'émission X en dehors des hypothèses strictes de la linéarité de la réponse radiative. Nous débuterons donc cette étude en décrivant le schéma du code que j'ai adapté à mon problème, puis nous verrons dans quelles mesures les premières simulations de spectres vont nous permettre d'identifier les limites du domaine de linéarité et enfin nous verrons qu'un tel code est à même de simuler une oscillation du flux X à partir d'une onde en pression.

1. Adaptation d'un code Monte-Carlo linéaire indépendant du temps

§ 62. Avantages et inconvénients à priori de la méthode

Tout d'abord, pourquoi utiliser un code Monte-Carlo pour simuler la variabilité des binaires-X? En effet, à première vue le rendement de ces méthodes numériques pourra sembler faiblement efficace pour simuler le transfert de rayonnement par comptonisation dans un plasma chaud. Ils demandent, comme nous allons le voir, un grand nombre de tirages de photons, notamment pour décrire les événements les plus défavorisés statistiquement.

De plus, il semble que, quand bien même une simulation dont on aura fixé les paramètres d'entrée (par exemple c_s , r_j , h , etc, pour le problème qui nous concerne) sera menée à son terme, cela posera ensuite un sérieux problème quand il s'agira d'ajuster les observations par ce modèle : en effet, il faudra alors changer un des paramètres d'entrée et relancer ensuite une simulation numérique pouvant durer souvent plusieurs heures... voire plusieurs jours!

Cependant, concernant ce dernier problème, Malzac (1999) par exemple suggère une solution qui s'avère de plus en plus utilisée : celle de simuler numériquement à priori diverses tables en faisant varier les paramètres d'entrée de quelques incréments. Ces matrices (dont le nombre d'éléments va augmenter drastiquement avec le nombre de paramètres) sont ensuite stockées et sorties à nouveau lors d'un ajustement de spectre. Cette méthode s'avère alors toujours aussi coûteuse au départ en temps de calcul, mais ensuite quand ces tables sont construites, seule la taille de la mémoire devient alors le facteur limitant. Ainsi, même si l'ajustement systématique des résultats que j'ai obtenus avec des spectres de puissance réels sort pour l'instant du cadre de cette thèse, c'est dans cette optique que je compte poursuivre cette étude.

Ensuite, en dehors des méthodes Monte-Carlo, des modèles analytiques tels que ceux de Sunyaev & Titarchuk (1980), Hua & Titarchuk 1995⁸⁷, etc sont disponibles pour décrire le spectre X émis par une couronne thermique, mais leurs conditions d'application sont parfois éloignés des conditions physiques que l'on met en entrée : par exemple, le modèle de Sunyaev & Titarchuk (1980) ne devrait pas être appliqué si le plasma devient relativiste ou bien quand l'épaisseur optique τ devient faible ($\tau \lesssim 1$). Les codes Monte-Carlo ont alors ceci de particulier qu'ils permettent de traiter des conditions physiques ou des géométries très différentes : de l'émission par une sphère homogène de type ADAF, jusqu'à un disque incurvé ou/et fragmenté.

Dans le cas qui nous intéresse, la géométrie simple que j'ai choisie (grosso-modo celle d'un disque) pourrait laisser accroire que les modèles analytiques sont suffisants. Cependant, il ne faut pas oublier que, conformément à ce que nous avons remarqué au chapitre précédent, les conditions physiques peuvent varier du fait de l'éventuel passage d'une onde et c'est précisément l'effet de ces variations qui nous intéresse! Les méthodes Monte-Carlo constituent donc, à priori, un bon moyen pour parvenir à nos fins.

§ 63. Applications au transfert de rayonnement : résumé!

§ 63.1. Pourquoi un modèle d'émission thermique pour modéliser la variabilité?

Si les modèles d'émission non thermiques ont été les premiers à être évoqués pour ajuster les spectres des noyaux actifs de galaxie jusqu'à 20 keV, l'observations dans le début des années 90 de coupures haute énergie vers 200 keV dans les galaxies de Seyfert avaient porté un sérieux coup

⁸⁷À noter que ce même modèle analytique a été vérifié par des simulations... Monte-Carlo!

d'arrêt à ces modèles à tort⁸⁸ ou à raison. Inversement, les premiers modèles rendant compte de l'émission des binaires-X avaient, en premier lieu, été basés sur une émission d'origine thermique : ils avaient alors (Sunyaev & Titarchuk 1980) permis d'ajuster avec une bonne précision l'allure générale du spectre de Cyg X-1. Cependant, comme nous l'avons vu au premier chapitre, certains états et notamment les états mous et intermédiaires (ou SPL) ne semblent pas présenter soit de loi de puissance, soit de coupure apparente de cette loi de puissance à haute énergie, et un tel comportement, dans le cadre d'une émission thermique, paraît difficile à reproduire.

Il semble donc que, si on veut reproduire tous les aspects observés à la fois dans les spectres des binaires-X et des AGN, les modèles hybrides mélangeant à la fois de l'émission thermique et non-thermique soient de bons candidats (cf par exemple Coppi 1999).

Cependant, la majorité de la variabilité semble observée dans les états les plus durs. Or les spectres de binaires-X dans ces états sont souvent bien ajustés à priori par les modèles d'émission thermiques. Si, la variabilité est corrélée avec la composante dure du spectre, il semblera donc *à priori* naturel d'envisager d'utiliser un code de comptonisation thermique pour modéliser celle-ci.

§ 63.2. Effets physiques pris en compte et négligés dans le code

- **Section efficace en régime relativiste.** Le code que j'ai repris prend en compte la section Klein-Nishina qui étend la formule de la section efficace Thomson en régime relativiste. Il s'agit de l'équation 2.10 de Pozdniakov *et al.* (1983) qui correspond à l'intégrale sur les angles solides de la formule de la section différentielle $d\sigma/d\Omega$ Klein-Nishina. De même, ce code fonctionne en régime relativiste puisqu'il simule la maxwellienne des vitesses aussi bien pour des températures de plasma élevées (supérieure à 150 keV) que plus basses (voir Malzac 1999 à la section 4.5.3 de la partie II pour plus de précisions).

- **Effets non pris en compte.** En premier lieu il est important de noter que nous n'avons considéré qu'une seule source de photons mous : celle provenant d'un corps noir monotherme de quelques centaines d'eV qui correspondrait à l'émission des zones les plus internes d'un disque standard. Cependant, on pourrait aussi bien envisager la contribution d'autres sources de photons mous et notamment l'émission synchrotron provenant d'un disque magnétisé (JED dans le modèle de Ferreira *et al.* 2006) ou d'un jet MHD⁸⁹. Paradoxalement, nous avons choisi de ne pas rajouter cette composante qui pourrait pourtant contribuer significativement au flux X mous, particulièrement dans les états durs (cf Markoff *et al.* 2001 par exemple).

Mais que le lecteur ne se trompe pas : notre objectif est de rendre compte de la modulation observée à haute énergie par la comptonisation via un plasma chaud oscillant. Or une des propriétés remarquables de ce processus est sa faculté amnésiante vis à vis des caractéristiques initiales du photon mou. En effet, après quelques interactions Compton, le photon va perdre complètement la "mémoire" de ses propriétés originelles (direction, énergie) dans le bain d'électron chaud avec lequel il interagit. Donc, si on veut étudier l'effet de variations temporelles des conditions du plasma chaud sur l'émission haute énergie, le processus gouvernant la production de photons mous importera peu. Cependant, lorsqu'on désirera simuler les variations temporelles observées à plus basse énergie (dans la gamme 0.5-3 keV), il deviendra nécessaire de tenir compte de tous les mécanismes d'émission.

⁸⁸En effet, Henri & Petrucci (1997, et les références s'y trouvant, notamment Henri & Pelletier 1991) ont notamment montré qu'une telle coupure haute énergie était susceptible de se produire lorsque l'émission, fortement anisotrope, était en interaction avec une source de leptons relativiste située dans un jet avorté au dessus du disque.

⁸⁹On peut montrer que le rapport entre les puissances totales rayonnées par effet synchrotron W_{synch} et Compton W_{Comp} est égale au rapport entre les pressions magnétiques P_B et radiatives en photon mou $P_{photonsmous}$: $W_{synch}/W_{Comp} = P_B/P_{photonsmous}$.

Ensuite, les photons durs produits par le code n'interagissent plus avec le milieu qui les a engendrés à l'origine, i.e le disque standard. En d'autres termes, on envisage pas la contribution d'une composante en réflexion. Enfin, le code néglige les effets radiatifs liés à la production ou inversement à l'annihilation de paires électron-positron. Cette dernière approximation peut se comprendre dans la mesure où on cherche à modéliser la variabilité apparaissant dans les états durs des binaires X. Ceux-ci étant en général de faible luminosité, le seuil de production de paire n'est alors souvent pas atteint. De plus, les températures des plasmas modélisés étant en général compris entre 100 et 200 keV, les signatures spectrales d'annihilation y seront faibles.

§ 64. Principe des codes Monte-Carlo linéaires

Quelles sont les différences entre les méthodes Monte-Carlo *linéaire* et *non linéaire*? Nous avertissons dès à présent le lecteur que la linéarité évoquée dans ce paragraphe est d'un tout autre ordre que celle traitée à la section 3 : cette dernière consistera en effet à se demander jusqu'à quelle intensité on peut faire varier les conditions physiques du milieu (en température ou en densité) pour observer une réponse linéaire en flux dans une bande d'énergie donnée. Ici, le critère de linéarité se rapporte à la structure du code envisagé. Les précisions données ci-après sont largement inspirés de Malzac (1999) et de Pozdniakov *et al.* (1983). Je me suis cependant attaché à ne garder dans ce manuscrit que la description de la "substantifique moelle" de ces deux écrits en vue d'illustrer les méthodes que j'ai utilisées et j'invite le lecteur à se référer à ceux-ci pour approfondir un des thèmes abordés.

§ 64.1. Spécificité des codes non-linéaire

Dans le cas des codes-non linéaires (CMCNL), on fait intervenir dans le code même une **boucle de rétroaction** du champ de photons produits sur les conditions physiques du plasma. Un moyen envisagé pour traiter numériquement ce problème est alors de suivre en parallèle toutes les particules présentes dans le milieu (photons, électrons, positrons, protons) en discrétisant l'espace des phases et en les regroupant en gros ensembles dans cet espace (ces ensembles sont appelés "LP" pour *Large Particles*). Ensuite, on procède à l'interaction de chacun des LP pendant un incrément de temps court. On reforme ensuite totalement les LP compte-tenu de la nouvelle distribution et ainsi de suite...

À priori l'utilisation de codes non linéaires offre une description plus "juste" pour étudier l'évolution d'un plasma soumis à une éventuelle perturbation. Malzac & Jourdain (2000) emploient ainsi un tel code pour l'étude de la réponse temporelle d'une couronne chauffée ou refroidie brutalement⁹⁰. Ils en déduisent ainsi des décalages temporels devant se produire entre les différentes bandes d'énergie d'observation. Ainsi, une perturbation dans le chauffage ou dans les mécanismes dissipatifs de la couronne va entraîner un retard entre la composante molle et la composante dure du spectre. Pour des temps de dissipation assez courts, Malzac & Jourdain (2000) prévoient notamment des retards de la composante molle par rapport à la composante dure. Cependant, les observations de décalages temporels (cf Cui (1999) par exemple) semblent montrer un décalage plutôt inverse (i.e retard de la composante dure), même si ces retards n'ont été mesurés que pour des basses fréquences (jusqu'à 30Hz).

L'incompatibilité entre le modèle proposé et les observations pourrait cependant être surmontée si on ne suppose pas que le chauffage concerne la couronne dans sa globalité mais seulement des

⁹⁰Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 2, Malzac & Jourdain (2000) étudient aussi le cas où le siège de ces fluctuations serait situé dans le disque lui-même

petites parties qui s'allument de proche en proche dans un mécanisme de type "avalanche" (cf par exemple Poutanen & Fabian (1999)) : les petites portions de couronne qui sont chauffées servent tout d'abord à augmenter la température du disque standard, qui va réagir en émettant plus de photons mous. Ensuite, la température moyenne de la couronne va augmenter ce qui va durcir le spectre X. On observera donc au bilan un spectre qui évoluera d'un comportement mou à un comportement dur et ainsi un retard de la composante dure.

Mis à part cela, les CMCNL souffrent évidemment de leur principal atout qui est leur précision pour décrire l'évolution du plasma puisque dans ce cas là les simulations nécessiteront de longs temps de calcul. En sus de cela et d'un point de vue purement technique, il nous a semblé que les modifications susceptibles d'être apportées au CMCL étaient bien plus simples que pour un code non linéaire. Pour une analyse plus détaillée des codes non linéaires, nous invitons le lecteur à se reporter aux explications très claires fournies dans le manuscrit de Malzac (1999).

§ 64.2. Méthode linéaire avec pondération

Si le code consiste à suivre les comptonisations successives d'un photon mou dans un plasma aux conditions physiques **fixées par l'utilisateur**, on parlera de code Monte-Carlo linéaire (**CMCL**). Nous attirons tout de même l'attention du lecteur sur le fait que le terme "conditions fixées" ne signifie pas "conditions fixes" : l'utilisateur peut très bien choisir de faire varier ces paramètres, mais c'est lui qui choisit la forme de cette variation. C'est d'ailleurs l'option que j'ai adoptée pour ma modélisation. Le code est ainsi nommé linéaire dans la mesure où on ne s'intéresse qu'à l'histoire du photon, sans envisager son influence et donc sa rétroaction sur son environnement.

- **La méthode de la transformée inverse.** Dans la version la plus simple du CMCL, on tire en premier lieu "au hasard" les propriétés du photon mou, c'est à dire sa position de départ, sa direction et son énergie. Numériquement, ce tirage "aléatoire" sera souvent réalisé en utilisant la méthode de la fonction de répartition inverse. Elle consiste à dire que si F_X est la fonction de répartition de la variable aléatoire X , alors, afin de correctement représenter cette fonction, la variable aléatoire $U = F_X(x)$ devra avoir une distribution uniforme. Ainsi, si ξ est une variable aléatoire distribuée de façon uniforme sur un intervalle $[a, b]$ (issu par exemple d'une fonction "random"), la variable $\eta = F^{-1}(\xi)$ sera une variable aléatoire ayant la fonction de répartition F .

Par exemple, si on désire tirer uniformément des photons apparaissant sur un disque "troué" compris entre les rayons r_i et r_j , la probabilité dP que cet évènement se produise entre r et $r + dr$ sera égale à $2rdr / (r_j^2 - r_i^2)$ et la fonction de distribution sera alors $f_R(r) = 2r / (r_j^2 - r_i^2)$. Par intégration entre r_i et r , on obtient alors la fonction de répartition $F_R(r) = (r^2 - r_i^2) / (r_j^2 - r_i^2)$. Ainsi, ici la fonction inverse sera $G_U(u) = \sqrt{r_i^2 + u \times (r_j^2 - r_i^2)}$ et il suffira de générer des nombres aléatoires u entre 0 et 1 pour obtenir une bonne représentation de la variable aléatoire "rayon du photon" via la fonction G_U .

Notons tout de même que la fonction de répartition n'a parfois pas d'expression analytique (surtout en physique où on est souvent amené à traiter des processus gaussiens!) et que cette dernière méthode pourra se révéler parfois difficile à appliquer. Il existe alors plusieurs autres techniques dont nous ne donnerons ici que les noms afin d'alléger le manuscrit : la méthode du rejet de Von-Neumann est la plus générale⁹¹ mais il en existe d'autres tel que l'algorithme

⁹¹Si $f(x) = k \times g(x) \times h(x)$ est la distribution de la v.a X , avec g une densité de probabilité que l'on sait simuler et h celle que l'on ne connaît pas, l'algorithme consiste à tirer deux nombres aléatoires η (qui permet de représenter

de Box-Muller qui se révèle efficace numériquement pour générer des distributions gaussiennes par exemple.

- **La pondération : des photons découpés en petites parties.** Après avoir tiré les caractéristiques du photons, la méthode linéaire simple consiste à calculer la probabilité d'interaction P avec un électron du milieu et par ce biais le parcours l que va effectuer ce photons⁹². Ensuite, si D est la distance le séparant de la frontière du domaine étudié (ici la couronne) dans la direction de propagation, on peut tester la condition $l > D$. Le cas échéant, le photon s'échappe et sera compté. Sinon, le photon interagit avec un électron de la couronne par comptonisation puis se déplace comme précédemment et ainsi de suite...

Le gros inconvénient de cette méthode est qu'elle se révèle statistiquement peu fiable pour décrire les processus ayant une très faible probabilité. Ainsi, sur l'exemple de la comptonisation dans un milieu optiquement mince (une couronne) on sait que la probabilité que le photon n'interagisse pas est égale à $e^{-\tau}$ où τ est l'épaisseur optique du milieu. Pour une couronne peu dense ($\tau < 1$), cette probabilité sera donc toujours proche de 1 et avec la méthode linéaire simple, la quasi totalité des photons mous produits par le code va sortir directement de la couronne sans aucune interaction Compton. Le nombre de photons haute énergie produits par le code sera donc extrêmement faible (les probabilités que le photon fasse 2,3,4 comptonisations successives seront alors de $(1 - e^{-\tau})^{2,3,4}$).

Une solution est alors apportée par la méthode de pondération (utilisée par Pozdniakov *et al.* 1983) : il s'agit d'accentuer artificiellement la probabilité des événements les plus rares non plus en réalisant un test sur le photon qui n'offre que 2 résultats stricts (le photon dans son intégralité sort de la couronne ou alors y reste et interagit), mais en considérant ce dernier comme la somme d'une partie qui sort et d'une autre qui va interagir. Ce raisonnement revient à affecter à chaque partie du photon un **poïds** π_i (i représentant le nombre de diffusions qu'a subi le photon).

Pour $i = 0$, on posera $\pi_i = 1$ (au départ le photon est entier!). Au rang i , sachant la distance D_i , on peut calculer la probabilité p_i pour que celui-ci s'échappe de la couronne (par un calcul similaire à la méthode linéaire simple). On aura ainsi une fraction $p_{ech} = \pi_i \times p_i$ de photons qui va s'échapper de la couronne et $p_{diff} = \pi_i \times (1 - p_i)$ qui va y rester. On peut donc par suite affecter à la partie qui va rester le poids $\pi_{i+1} = p_{diff}$ et réitérer le processus. Même si on peut vérifier qu'en réitérant ce processus à l'infini, l'intégralité du photon s'est échappé⁹³, en pratique il conviendra dans le code de fixer une valeur seuil en dessous de laquelle on arrête le processus d'itération. Plus le milieu aura une épaisseur optique petite, plus cette valeur seuil devra être fine. En ce qui nous concerne et comme nous avons considéré un milieu avec une densité optique τ proche de 1, nous avons pris une valeur de 10^{-3} (i.e, au bilan on va perdre un millième de chaque photon).

§ 65. Description du code modifié

Le schéma de principe décrivant le code est visible sur la figure 55. Originellement il avait été écrit pour être compilé en f77 mais je l'ai adapté en effectuant tout d'abord quelques corrections

“convenablement” la fonction h et ζ (uniforme) et à vérifier si la condition $\zeta < h(\eta)$ est vérifiée. Le cas échéant, on pose $\eta' = \eta$ et sinon on réitère le processus. La variable aléatoire représentée par les différentes valeurs de η' suit alors la distribution f .

⁹²la fonction de distribution liée au parcours est alors égale à $f(x) = Pe^{-Px}$ et par la méthode d'inversion on peut obtenir facilement le parcours l du photon.

⁹³Car on a $\sum_{i=0}^N \pi_{i+1} = \sum_{i=0}^N \pi_i(1 - p_i) = \sum_{i=0}^N \pi_i - \sum_{i=0}^N \pi_i p_i$, et donc, en passant à la limite, on obtient la somme de toutes les parties du photon qui se sont échappées : $\sum_{i=0}^{\infty} \pi_i p_i = \sum_{i=0}^{\infty} \pi_i - \sum_{i=0}^{\infty} \pi_{i+1} = \pi_0 - 0 = 1$.

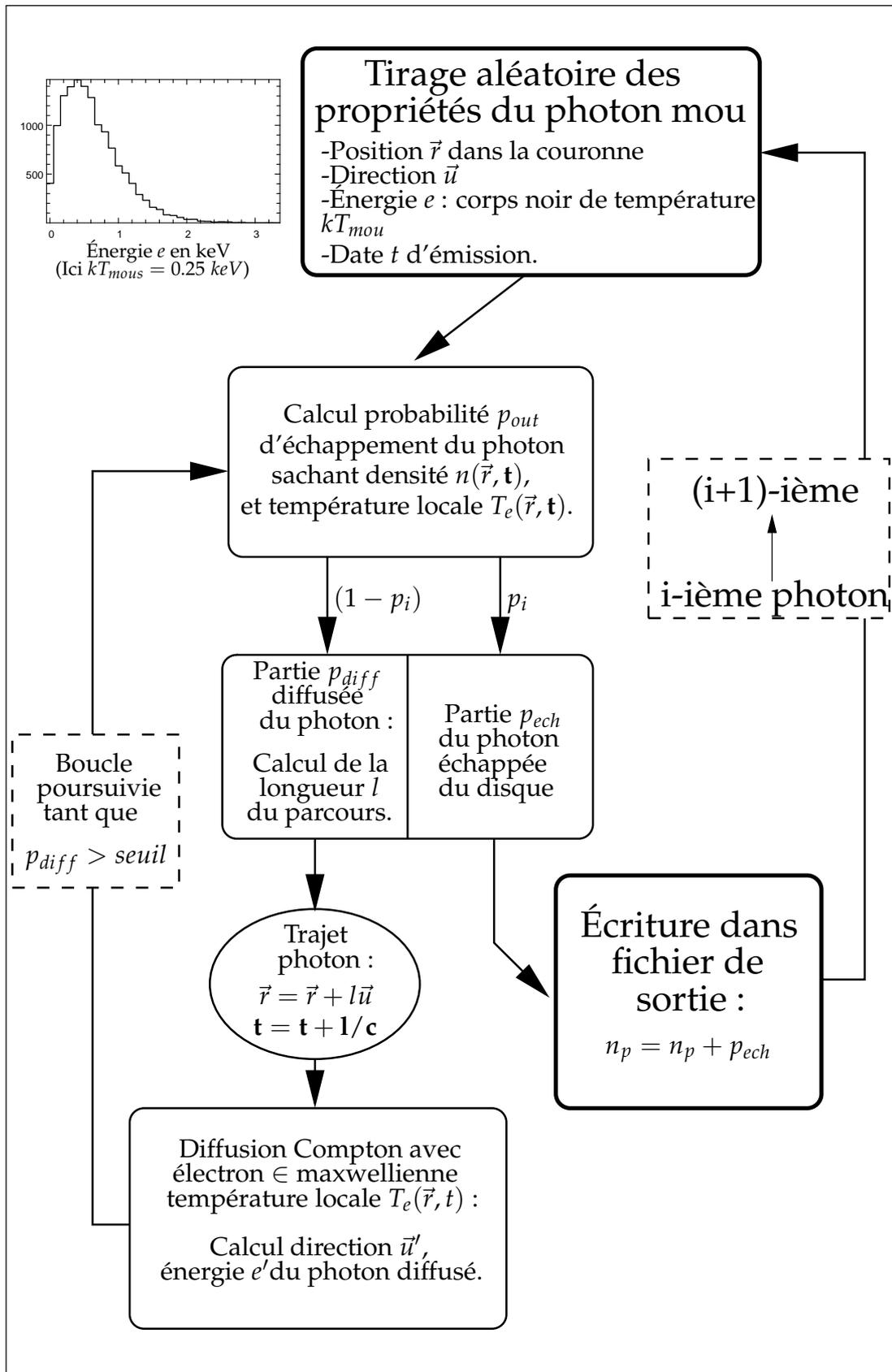


Fig. 55. Schéma de principe du code Monte-Carlo linéaire avec pondération utilisé. Modification apportée au code original de J. Malzac : ajout d'une dimension temporelle. La figure en haut à droite est un spectre de photons mous typique généré par le code (avec un nombre total de 13625 photons).

mineures afin qu'il puisse être compilé par des versions ultérieures (f90, f95, ou même ifort® d'intel®). En effet, ceux-ci offrent l'avantage de fournir de nombreuses options de compilation telles que des aides au débogage ou encore d'optimisation. Nous verrons notamment au § 66 comment ces options m'ont permis d'augmenter notablement la vitesse d'exécution du code. Si on examine l'organigramme du code de la figure 55, on s'aperçoit que la dimension temporelle rajoutée intervient à 3 endroits : au départ évidemment, lorsqu'il s'agit de tirer la date d'émission du photon, ensuite lors du calcul des probabilités d'interaction et du parcours⁹⁴, et enfin dans le calcul de l'interaction Compton.

En effet, pour reprendre ce dernier point, ici le profil en température va dépendre du rayon à cause de l'onde de pression⁹⁵. Or on sait que l'efficacité de la comptonisation dépend drastiquement du paramètre Compton y qui s'exprime en fonction de la température et de l'épaisseur optique (cf équation 7.15 et 7.18 par exemple).

Il faut rajouter à cela le stockage des propriétés des photons émis et qui sortent de la couronne : en effet, afin de faciliter le traitement ultérieur (tracés de densité spectrale en énergie, de courbes de lumière) et au lieu d'écrire dans un fichier les propriétés de chaque photon émis, le code d'origine procédait à une discrétisation de l'espace des paramètres du photon en "boîtes" d'énergie, d'angle d'émission, etc⁹⁶. Ensuite, tous les photons situés dans une même "boîte" étaient ajoutés pour obtenir une statistique significative (cf l'équation $n_p = n_p + p_{ech}$ de la figure 55). En ce qui nous concerne, nous avons donc rajouté une dimension à cet espace des paramètres en y insérant la date de sortie t de la couronne.

Le code évoqué ci-dessus ne représente cependant que la partie centrale des simulations auxquels nous avons procédé. À l'exécution du code proprement dite, il convient de fixer, en amont, des paramètres d'entrée et en aval, de réaliser un traitement approprié des résultats obtenus. En effet, si on désire étudier la réponse radiative de la couronne soumise à l'onde décrite auparavant en fonction de la fréquence (toujours dans le but de caractériser la **fonction de transfert** de la couronne), il va falloir fixer une fréquence d'excitation, puis engendrer la courbe de lumière correspondante via l'exécution du code Monte-Carlo pour ensuite de nouveau fixer une nouvelle fréquence et ainsi de suite... L'organigramme des simulations ainsi conduites est visible sur la figure 56.

§ 66. Problèmes généraux rencontrés

§ 66.1. Amélioration de la statistique : parallélisation du code

Les simulations se sont déroulées en deux étapes : au départ, j'ai utilisé la machine de l'équipe SHERPAS (équipé d'un biprocesseur intel® Xeon™ de 2.4 GHz) pour simuler les premières courbes de lumière et les distributions spectrales en énergie. Ensuite, lorsqu'il a fallu systématiser les simulations pour tester la réponse du système à différentes fréquences, j'ai utilisé le cluster "icare" : il s'agit d'un groupement de 30 nœuds de 4 processeurs AMD® Opteron™ de 2.6 GHz (soit une puissance de calcul totale d'environ 1 Tflop/s) qui est accessible à tous les

⁹⁴Comme on l'a montré au chapitre précédent, la variation temporelle va engendrer un profil radiale inhomogène en densité (à cause du terme exprimé à l'aide des fonctions de Bessel). Or, dans un milieu hétérogène, la fonction de répartition pour le parcours l_i du photon s'écrit $F_i(x) = 1 - e^{-\int_0^x \tau(s)ds}$ et on peut en tirer ainsi le parcours l_i en résolvant numériquement la relation $\int_0^{l_i} \tau(s)ds = -\ln \left[1 - \zeta e^{-\int_0^{D_i} \tau(s)ds} \right]$, avec ζ une variable aléatoire tirée uniformément sur l'intervalle [0,1] (Malzac 1999).

⁹⁵La transformation étant adiabatique, on aura le lien entre la perturbation en densité ρ et celle en température ΔT : $\rho/\rho_0 = 1/(1-\gamma) \times \Delta T/T_0$

⁹⁶typiquement, le découpage est de 90 canaux logarithmiques en énergie de 0.1 à 500 keV et de 20 canaux en angles

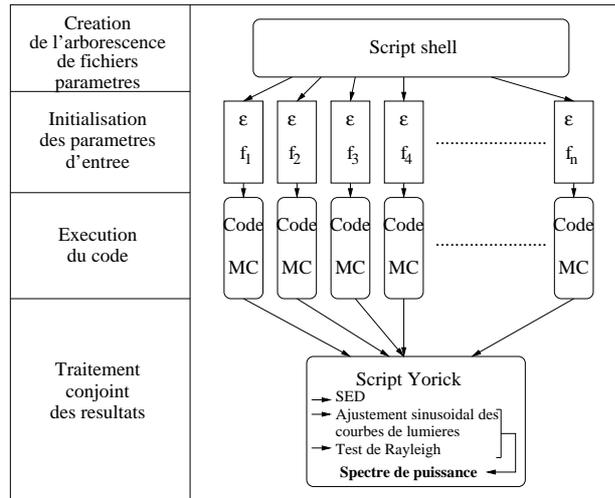


Fig. 56. Organigramme des simulations nécessaires pour engendrer un spectre de puissance lié à la réponse radiative de la couronne soumise à une onde de pression. Les f_i , $i \in [1, n]$ sont les fréquences d'excitation de l'onde et ϵ le niveau relatif de la perturbation en pression (constant pour tous les f_i : hypothèse de "bruit blanc") .

membres de l'Observatoire ayant un besoin conséquent en moyen de calculs.

Afin de faire tourner une simulation avec plusieurs processeurs, la première solution venant à l'esprit est la parallélisation du code. Cependant, on sait que cette opération nécessite souvent une refonte du code et donc un long (et fastidieux!) travail de réécriture. Les techniques Monte-Carlo ont ceci d'agréable qu'elles offrent une autre alternative très attrayante. En effet, ces méthodes reposent toujours sur le principe d'une boucle dans laquelle on procède à un tirage aléatoire d'un set de valeurs, puis sur le calcul de l'évolution de ces valeurs dans un système donné. Si la valeur en sortie de code résulte de la somme de valeurs calculées à chaque itération de la boucle (comme c'est le cas par exemple pour le calcul du nombre de photons émis dans une bande d'énergie donnée), on pourra alors de même additionner les résultats de plusieurs codes fonctionnant indépendamment. Ainsi, la "parallélisation" d'un code Monte-Carlo comme le notre se fera facilement puisqu'il suffira de le faire tourner sur chacun des processeurs que l'on aura choisi auparavant.

Attention, ceci sera vrai à une exception près : en effet, il faudra bien prendre garde au fait que les tirages doivent être "aléatoires" dans le code lui-même, mais aussi entre 2 codes identiques fonctionnant sur 2 machines différentes. Or ceci pourra être réalisé uniquement si le "germe"⁹⁷ du générateur de nombre aléatoire est différent pour chacune des 2 machines. Ainsi, les compilateurs récents (f95, f90) proposent-ils une plus large gamme de bibliothèques (et notamment la fonction `RANDOM_NUMBER`) où l'initialisation est basée sur l'horloge du processeur utilisé. Abandonner le compilateur f77 nous a donc permis la parallélisation correcte de notre code⁹⁸.

§ 66.2. Optimisation du temps de calcul

Examinons à présent le temps de calcul qui a été nécessaire pour faire fonctionner le code. Typiquement, pour obtenir une bonne statistique et notamment à haute énergie, chaque simulation

⁹⁷i.e le premier nombre utilisé pour initialiser le générateur de nombre aléatoire.

⁹⁸f77 n'a pas de générateur aléatoire par défaut. On peut en implémenter via les fonctions `ran0.f`, `ran1.f` disponibles via "numerical recipes" par exemple où d'autres plus sophistiqués (tels que les algorithmes de type Marsaglia-Zaman (Marsaglia *et al.* 1990) que j'ai aussi utilisé) mais pour les plus simples, ce problème de germe initial à changer à chaque nouvel appel au code subsiste. Avant le passage à f90, j'avais opté pour une solution d'écriture dans un fichier de la dernière valeur sortie par le générateur et de relecture de celle-ci lors d'un appel ultérieur.

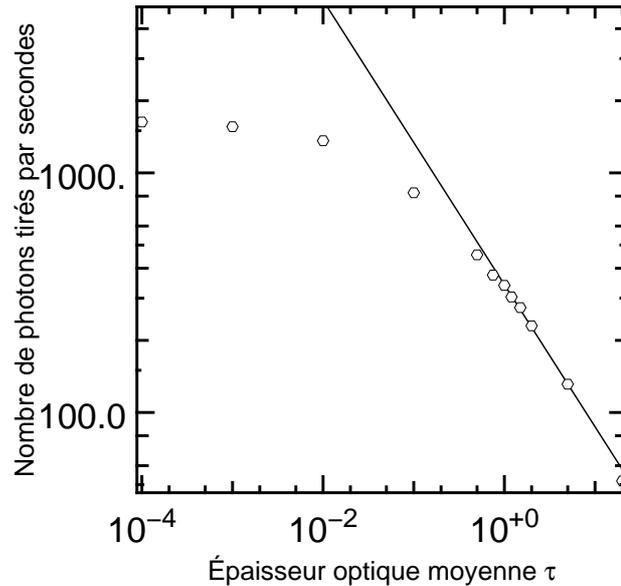


Fig. 57. Tracé du nombre de photons par seconde tirés par le code avec la machine SHERPAS pour un plasma de 100 keV et une injection de photons mous de 700 eV. La droite en trait continu représente l’ajustement des mesures avec une loi de puissance entre $\tau = 1$ et $\tau = 20$. L’indice de cette loi est de -0.6 . Voir le texte pour les commentaires.

doit faire intervenir un tirage de l’ordre de 10^5 à 10^6 photons. En fait, il apparaît que le temps de calcul dépend en premier lieu de l’épaisseur optique moyenne τ comme on peut le voir sur la figure 57.

La dépendance entre la vitesse v_c d’exécution du code et le nombre de diffusions N ne semble cependant pas être bien explicite. En effet, on s’attendrait de prime abord à ce qu’on ait $v_c \propto N^{-1} = 1.0/\max(\tau, \tau^2)$: pendant un temps de calcul Δt donné, si on était limité par le nombre total de diffusions Compton, on aurait, pour 2 épaisseurs optiques différentes le produit $n_{total} \times N$ qui devrait rester constant (où n_{total} est le nombre total de photons tirés dans le code). L’ajustement par une loi de puissance du comportement pour les grandes épaisseurs optiques devrait donc donner un exposant approchant la valeur -2 . Or ici, cette ajustement (droite en trait continu du graphe de la figure 57, entre $\tau = 1$ et $\tau = 20$) donne une valeur bien plus faible, de l’ordre de -0.6 .

En revanche, la saturation lorsque τ tend vers 0 se comprend aisément : N tendant vers 0 dans ce cas-là, la probabilité d’interaction p_i va être très faible et l’exécution du code se résumera, en moyenne⁹⁹, à un simple et unique trajet du photon dans le plasma.

Il est cependant toujours intéressant de noter qu’en prenant des valeurs typiques des conditions physiques rencontrées dans les spectres des binaires-X dans leur état dur (par exemple, $kT_e = 100 \text{ keV}$, $\tau = 1.0$ et $kT_{mous} = 500 \text{ eV}$) l’ordre de grandeur du temps d’exécution du programme s’étendra alors de $n_{total}/v_c \sim 1 \text{ h}$ (pour 10^5 photons tirés) à 10 h (10^6 photons).

Le temps de calcul dépend aussi du profil en densité et en température que l’on se donne. En effet, j’ai pu noter (via l’option de compilation `-pg` et le logiciel sous licence GNU/GPL `gprof`) que l’utilisation d’un profil en rayon faisant intervenir des calculs de puissances non entières pouvaient être coûteuse. Or les fonctions de Bessel $J_0(x)$ et $Y_0(x)$ (ainsi que $I_0(x)$ et $K_0(x)$) que l’on utilise pour modéliser l’effet de l’onde en densité n_e (et en température T_e) sont calculées via des séries entières et non entières (par exemple pour rendre compte de la décroissance de ces

⁹⁹Notons bien que ce sont les écarts à cette moyenne qui vont produire l’allure typique d’un spectre comptonisé, quand bien même l’épaisseur optique sera très basse

fonctions en $1/\sqrt{x}$ lorsque $x \rightarrow \infty$).

Concrètement, comme ces fonctions n_e et T_e sont appelées extrêmement souvent par le code (de l'ordre de quelques milliers de fois pour chaque diffusion), cela aura un impact sur le temps de calcul de l'ordre d'un facteur deux ou trois. Pour surmonter ce problème, j'ai envisagé de ne plus calculer ces fonctions, mais d'en tabuler leurs valeurs à priori par un découpage discret de l'espace. Cependant, après l'avoir testé sur plusieurs simulations, il semble que la substitution de ces fonctions par des tableaux ne soit pas réellement efficace en terme de rapidité (le rendement était même parfois moins bon d'un facteur 2). Ceci signifie que l'appel aux tableaux est plus long que le calcul de la fonction. Une explication simple de ce phénomène serait que l'on soit dans ce cas-là plus limité par les appels à la RAM que par les capacités du processeur.

En dernier lieu, il convient de noter que lorsqu'on procédera à une simulation avec une fréquence proche de la résonance de l'onde dans la cavité, la densité va augmenter fortement au niveau locale, ce qui va accroître la probabilité d'interaction p_i dans cette zone et ainsi augmenter le temps de calcul.

§ 66.3. "crash" du code

Un inconvénient lié aux méthodes Monte-Carlo est que, du fait des très nombreux tirages aléatoires, l'espace des paramètres mis en jeu est souvent complètement parcouru. Or si celui-ci présente des singularités (car faisant intervenir des fonctions non définies en certains pôles ou même sur des zones entières), le code risque de "planter" si des précautions de programmation n'ont pas été prises lors de son écriture. Ainsi, l'introduction de fonctions divergentes (logarithmes, inverses) doit normalement être accompagnée de tests. Ici, j'ai remarqué que la divergence de la fonction de Bessel Y_0 et K_0 en 0 pouvait notamment être responsable d'un petit nombre de crashes du code (erreur de type "floating point interrupt").

Un autre problème inhérent à la programmation en fortran est lié à l'allocation préalable des tailles des tableaux mis en jeux : on a dit que les photons qui s'échappaient de la couronne étaient regroupés dans des petites "boîtes" d'énergie, d'angle et de date données pour ensuite y être sommés. Le tableau ainsi obtenu rend ainsi compte du nombre de photons dans chaque "bin" d'énergie, d'angle et de date. Cependant, si d'aventure pour un photon la valeur d'un de ces paramètres dépasse les limites du tableau, le code ne pourra trouver l'espace mémoire libre pour stocker la valeur et va générer une erreur de segmentation. Ce problème se retrouve surtout pour la gestion de la date d'échappement de la couronne et notamment dans le cas où le photon va effectuer de grands trajets (ce qui sera le cas si on augmente la valeur de l'épaisseur physique h de la couronne¹⁰⁰). La solution apportée à ce problème a été de ne plus enregistrer la date absolue d'échappement du photon, mais sa date modulo la période de l'onde émettrice. On replie ainsi la date de sortie de la couronne sur la période du signal d'entrée.

Malgré ces préventions, il subsiste encore quelques cas qui font encore planter le code et dont nous n'avons pas encore pu déterminer les causes à ce jour. La solution que nous avons adopté a donc été de multiplier le nombre de codes tournant à la suite avec un plus petit nombre de photons plutôt qu'un seul gros calcul.

¹⁰⁰En effet, on pourra dire qu'en moyenne avec une épaisseur optique de l'ordre de 1 le photon va parcourir une distance de l'ordre de la hauteur h . Ainsi, avec une couronne de 10^6 cm d'épaisseur, les retards à chaque diffusion seront de l'ordre de 3×10^{-5} s ce qui restera négligeable devant les échelles de temps considérées, mais avec une épaisseur de l'ordre de 2×10^8 cm, les retards seront alors de 6 ms, valeur comparable aux échelles de temps auxquelles on réalise les simulations. Ce problème sera aussi plus marqué pour les simulations à hautes fréquences.

Nph	C.Ang	C.Ord	C.En	Date
0.0E+0	1	1	1	6.873964E-4
0.0E+0	1	1	1	1.374792E-3
1.22347E-52	1	1	1	2.062189E-3
.
.
3.734865E-23	11	5	81	0.015122720
2.812085E-20	11	5	82	6.873964E-4
3.580798E-22	11	5	82	1.374792E-3

Fig. 58. Allure d'une partie d'un des fichiers de sortie provenant des simulations Monte-Carlo. Les colonnes sont ordonnées de gauche à droite, c'est à dire que la boucle les ayant produit a commencé par incrémenter la colonne des angles (C.Ang, $n_{can, angle} = 20$), puis la colonne des ordres Compton (C.Ord, $n_{can, ordre\ Compton} = 5$), puis la colonne des énergies de sortie (C.En, $n_{can, energie} = 90$ entre 0.1 et 455 keV) et enfin la colonne des dates de sortie (Date, $n_{can, date} = 128$). Le nombre totale de lignes à lire par le traitement post-résultat sera donc de l'ordre de 1.15×10^6 . . . La colonne Nph représente le nombre de photons par secondes présent dans chaque cellule de l'espace à 4 dimensions de coordonnées [C.Ang, C.Ord, C.En, Date].

2. Traitement des résultats

§ 67. Structure des fichiers de sortie

J'ai mentionné dans le diagramme de la figure 56, page 159 que le traitement des fichiers de sortie était réalisé à partir de scripts que j'ai écrit en Yorick. En effet, la grosse partie du fichier de sortie est alors structuré en un tableau à 5 colonnes comme représenté sur la figure 58. Chaque ligne représente alors le nombre de photons sortis de la couronne et échantillonné en canaux en angle de sortie, en numéro d'ordre Compton, en énergie et enfin en date de sortie après leur échappement. L'espace d'échantillonnage sera donc constitué au total du produit du nombre de canaux de chaque espèce, i.e, de $n_{ligne} = n_{can, angle} \times n_{can, ordre\ Compton} \times n_{can, energie} \times n_{can, temps}$. On conçoit alors aisément que la lecture de ces tableaux, si elle doit être réalisée de façon propre pour pouvoir obtenir des résultats exploitables, peut aussi prendre un temps relativement long.

C'est pourquoi il a fallu que je développe quelques outils afin de pouvoir accéder rapidement aux divers résultats. Comme la dépendance angulaire aussi bien que l'étude de la variabilité en fonction de l'ordre Compton ne nous intéressais pas au plus haut point¹⁰¹, j'ai décidé de sommer les contributions de leur canaux pour en améliorer la statistique.

§ 68. Principes des scripts post-simulations

Les scripts de traitement sont ainsi basés sur une première lecture du gros fichier texte de sortie et le tableau des nombres de photons à 4 dimensions est ensuite réduit à un tableau à 2 dimensions par la sommation précédente. C'est alors là qu'intervient un des gros avantages de l'utilisation de Yorick, puisqu'il permet de sauvegarder ce tableau dans un fichier binaire. Or la lecture de ce fichier binaire se révèle bien plus rapide que celle du fichier texte, ce qui permet ensuite de réaliser toutes les opérations que l'on souhaite sur le tableau $n_{ph}(can_{en}, can_{date})$ car il contient encore toute l'information temporelle et spectrale. À partir de celui-ci, j'ai écrit un script pour ajuster la courbe de lumière dans chaque bande d'énergie par une sinusoïde¹⁰². L'amplitude de

¹⁰¹Ceci pourrait constituer cependant un développement très intéressant. On peut notamment envisager d'étudier la présence d'une éventuelle anisotropie de la variabilité, bien que l'on ait pour l'instant aucun motif (les effets d'anisotropie lié au disque doivent à priori jouer de façon équivalente pour la composante modulée et la composante moyenne du flux). La dépendance de la variabilité en fonction de l'ordre Compton pourrait cependant être assez intéressante : je m'attendrai peut-être à ce que dès le 2ème ordre le comportement deviennent ainsi fortement non linéaire. . .

¹⁰²J'ai pour cela amélioré l'utilisation de la fonction `lmfit` écrite par E. Thiébaud pour l'adapter à l'ajustement par des fonctions usuelles telles que sinusoïdes, loi de puissance tronquée, etc. . .

celle-ci va permettre de connaître la réponse de la couronne lorsqu'elle oscille à cette fréquence. Ensuite, en lisant le fichier suivant, je reconstitue pas à pas le spectre de puissance. Pour améliorer la statistique, des groupes de canaux en énergie sont évidemment regroupés en bandes caractéristiques. La valeur de la variabilité normalisée à la rms s'obtient alors en calculant le rapport du spectre de puissance obtenu avec la valeur moyenne du flux obtenue pour chaque simulation.

Ayant ajouté dans le code Monte-Carlo quelques lignes permettant d'effectuer en outre un test de type Rayleigh, le fichier de sortie fait directement apparaître dans chaque bande d'énergie la somme des cosinus $\sum_i \cos(\varphi_i)$ et des sinus $\sum_i \sin(\varphi_i)$ des phases de sorties de la couronne des photons et j'ai alors simplement écrit un script permettant de lire ces lignes et d'inférer ensuite la valeur de $n^2 R^2 = (\sum_i \cos(\varphi_i))^2 + (\sum_i \sin(\varphi_i))^2$.

3. Recherche du domaine de linéarité du processus de comptonisation

Nous abordons dans ce paragraphe un point crucial puisque nous tentons d'y appréhender le lien étroit qui existe entre la variabilité des conditions physiques du plasma et son comportement radiatif. En premier lieu je vais étudier dans quelles gammes de variations de température et densité la couronne répond-elle plutôt linéairement, en simulant différentes densités spectrales en énergie (SED). Ensuite je m'attacherai à montrer quelques résultats remarquables liés à l'excitation sinusoïdale de la couronne.

§ 69. Densité spectrale en énergie

Le code ayant été écrit à l'origine pour simuler des SED simples sans aucune composante temporelle, j'ai voulu tout d'abord vérifier qu'il permettait de décrire correctement la forme générale du spectre des binaires-X dans les états durs après avoir effectué mes modifications. Pour cela j'ai effectué diverses simulations en partant de conditions physiques typiquement observées dans les XRB et donnant des spectres relativement durs puisqu'ils conduisent à des indices Γ en photon s'étalant de 1.4 à 2.1. Nous pouvons tout d'abord constater qu'en ce sens ils respectent la plage de valeurs admissibles pour l'état dur défini par Remillard & McClintock (2006). J'ai aussi, à titre d'exemple, essayé de simuler avec ce code un spectre plus mou (i.e, dont l'indice de la loi de puissance sera situé vers 2.1), même si on sait que dans ces états là les modèles de comptonisation rendent plus difficilement compte des spectres observés¹⁰³. Tous les résultats sont visibles sur les figures 59, 60 et le tableau 3. Pour diminuer le temps de calcul et par souci de simplification, j'ai pris en premier lieu un profil radial constant en température et en densité de la couronne.

J'ai ensuite voulu vérifier que les SED obtenues par le code étaient en accord avec d'autres modèles, soit tirés d'un calcul analytique comme celui évoqué au premier chapitre, soit avec des simulations obtenues avec des codes différents dans leur conception ou de par leur physique sous-jacente. Pour cela, je me suis intéressé à la portion en loi de puissance des SED obtenues et j'ai notamment essayé de retrouver la relation liant l'indice en photon Γ au paramètre Compton y de la couronne. Le résultat est visible sur la figure 61.

On constate que sur une assez grande plage de y , Γ suit un comportement en loi de puissance qui se rapproche beaucoup de la loi empirique obtenue par Beloborodov (1999). Ceci est d'autant plus remarquable que nos simulations et celle de ces auteurs diffèrent en plusieurs points : tout

¹⁰³À cause, par exemple, de l'omniprésence de la coupure haute énergie qui n'est pas observées dans les états mous des binaires-X

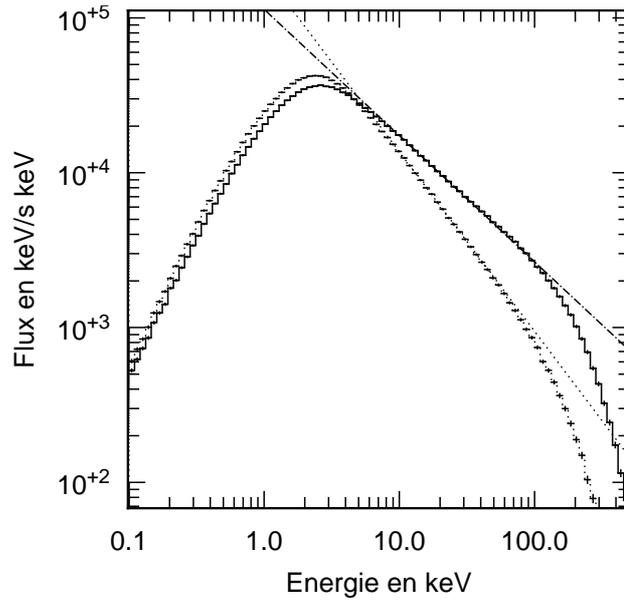


Fig. 59. SED (tracées en $E \times F_E$) obtenues avec 10^6 photons émis pendant 10s, $kT_{mouss} = 0.7 \text{ keV}$, $kT_e = 75 \text{ keV}$ et $\tau = 1.2$ (trait continu). En pointillés est tracé le spectre obtenu avec $kT_e = 61.5 \text{ keV}$ et $\tau = 0.88$. La droite en traits-pointillés représente le meilleur ajustement de la portion en loi de puissance du spectre le plus dur entre 10 et 25 keV et dont l'indice est alors de 1.815 ± 0.003 ($\chi^2 = 0.90$ pour 9 degrés de libertés). L'ajustement du spectre le plus mou donne un indice de 2.159 ± 0.006 (erreurs calculées pour un $\Delta\chi^2/\chi^2 < 2.706$). Les barres d'erreurs sont représentées sur le graphe mais sont généralement moins grande que l'épaisseur du trait. On remarquera les trois composantes typiques d'un spectre de photons mous comptonisés ("bosse" de photons mous, loi de puissance et coupure haute énergie).

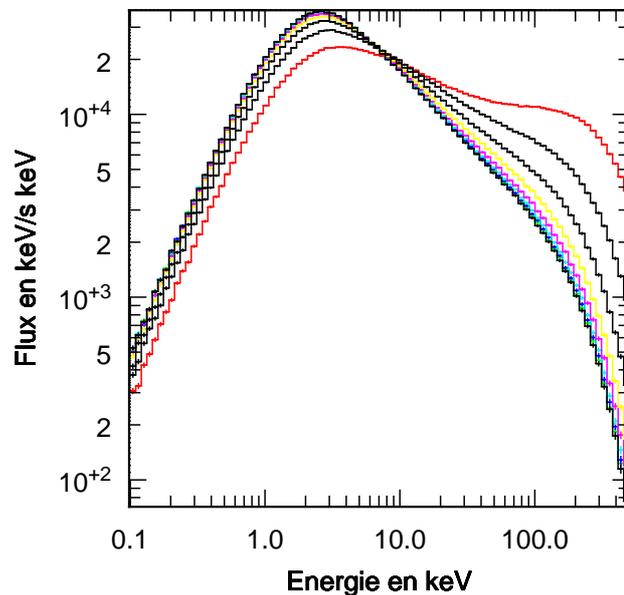


Fig. 60. Variations absolues de la SED (en $E \times F_E$) lorsqu'on change progressivement les paramètres physiques (n_e et T_e) via une compression adiabatique. Le spectre de référence est le même que celui de la figure 59. Ensuite, les températures et densités successives sont $T_e(i) = T_o \times (1 + \epsilon(i))$ et $n_e(i) = n_e \times (1 + \frac{\epsilon(i)}{\gamma-1})$, avec $\epsilon = [0.47\%, 0.94\%, 1.88\%, 3.75\%, 7.5\%, 15\%, 30\%, 60\%]$. Les codes de couleurs sont, par ordre croissant de ϵ : vert, bleu, cyan, magenta, jaune, gris, noir et enfin rouge. Remarque : toutes ces simulations ont été réalisées avec un nombre constant de photons mous incidents ce qui est cohérent avec le fait que la température du disque ne varie pas pendant la transformation. On notera aussi la présence d'un "pivot" du spectre vers 5 keV.

ϵ en %	kT_e en keV	τ	γ	Γ
-18	61.5	0.88	0.42	2.16
0	75	1.2	0.85	1.82
0.47	75.4	1.21	0.86	1.81
0.94	75.7	1.22	0.88	1.80
1.88	76.4	1.23	0.91	1.78
3.75	77.8	1.27	0.98	1.76
7.5	80.6	1.34	1.12	1.72
15	86.3	1.47	1.46	1.63
30	97.5	1.74	2.31	1.51
60	120	2.3	4.9	1.38

Tab. 3. Valeurs des paramètres d'entrée (kT_e et τ) adoptés et de l'indice en photon Γ obtenu pour différentes simulations de SED (ajustement toujours dans la gamme 10-25 keV). Les 8 dernières lignes correspondent aux spectres tracés sur la figure 60. On a pris ici l'expression 7.15 pour calculer le paramètre Compton γ .

d'abord en ce qui concerne les processus d'émission de base, les simulations de Beloborodov sont basées sur le code hybride de Coppi (1992) qui simule la comptonisation d'un plasma avec des composantes à la fois thermiques et non thermiques. Ensuite, l'ajustement des spectres de Beloborodov a été réalisé dans un intervalle d'énergie relativement bas (bande 2-10 keV) alors que dans mon cas, la gamme d'énergie où les SED ressemblent le plus à des lois de puissance est plus haute (10-25 keV, à cause de l'émission du disque qui contribue de façon significative à basse énergie).

§ 70. Limite de linéarité

Trouver dans quelle(s) mesure(s) le processus de comptonisation est linéaire vis à vis d'une perturbation des conditions physiques est fondamental puisqu'il permet de justifier a priori l'hypothèse couramment réalisées (cf par exemple dans Misra 2000) que le signal reçu s'écrit bien comme le produit de convolution du signal $p(t)$ à la source de la perturbation en pression et de la réponse impulsionnelle $h(t)$, caractéristique du milieu. C'est seulement après avoir identifié ces bornes que l'on pourra conduire des calculs analytiques assez simples comme nous l'avons fait au précédent chapitre et qui lient la variabilité observée dans le domaine radiatif aux variations des paramètres physiques. Ainsi, l'apparition de non linéarités dans le cadre de mon modèle pourra se faire physiquement à trois niveaux :

- En amont, si les instabilités donnant naissance à l'onde de pression sont très fortes, la perturbation en pression va devenir grande et la linéarisation des équations d'Euler pour établir l'équation d'onde devient caduque. C'est donc ici un problème très général de linéarité lié au comportement du fluide et qui ne sera pas traité dans ce manuscrit.
- Au centre, le processus de comptonisation qui lie les conditions du plasma au rayonnement et qui est un processus a priori fortement non-linéaire. C'est cette étape qui va m'intéresser en particulier.
- En aval, la rétroaction du rayonnement modulé par l'onde sur le fluide (la composante molle) et qui pourrait être prise en compte par les codes Monte-Carlo non linéaires dont nous venons de parler.

Ainsi, dans toute cette partie qui suit je vais étudier en détails les effets du transfert radiatif lorsqu'on soumet le fluide à une petite perturbation en pression ϵ . Je vais notamment montrer que l'apparition de ces non linéarités est très dépendante de l'énergie à laquelle on réalise

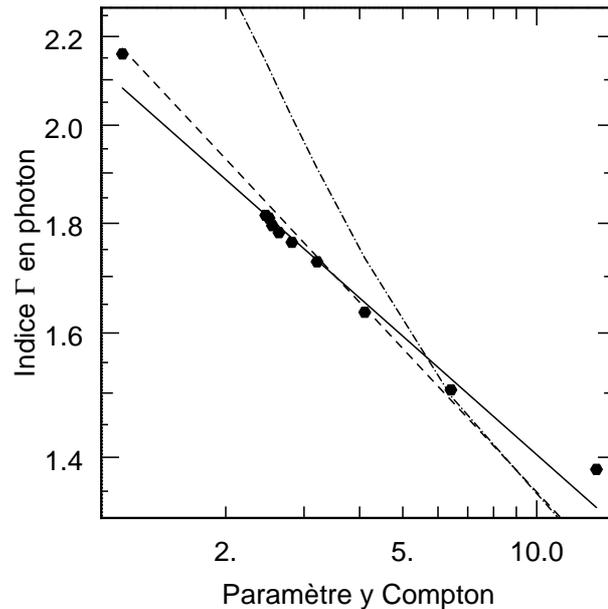


Fig. 61. Paramètres du meilleur ajustement de l'indice en photon Γ en fonction du paramètre Compton y par une loi de puissance $\Gamma = a \times y^{-b}$: $a = 2.14 \pm 0.08$ $b = 0.18 \pm 0.03$ (ligne en trait continu). Ici, on a pris l'expression du paramètre Compton $y = (4\theta + 16\theta^2)\tau(1 + \tau^2)$ (où $\theta = kT_e/m_e c^2$) un peu différente de l'expression 7.15 vue à la page 13 afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux des simulations de Beloborodov (1999). J'ai effectué celles-ci sur la même dynamique de valeurs de y que les simulations de Beloborodov. On pourra constater la compatibilité entre nos simulations et celles obtenues par ce dernier qui ont été représentées à titre de comparaison par la loi en tirets ($\Gamma = 9/4y^{-2/9}$), même si les valeurs a et b de l'ajustement se révèlent légèrement inférieures. En prenant en compte les points à plus haute énergie dans l'ajustement des spectres (i.e. jusqu'à 50 keV), on se rapproche alors de la loi de Beloborodov, mais au prix d'un moins bon ajustement des lois de puissance. La courbe en tirets-pointillés représente la loi énoncée dans l'équation 7.18 à la page 13.

l'observation. Cette étude se révélera évidemment de très grande importance dans la mesure où elle pourra permettre d'expliquer certains phénomènes comme par exemple la présence d'harmoniques dans les spectres de puissance présentant des QPO.

Pour cela, nous reparlerons et discuterons en fin de ce paragraphe et surtout au chapitre 11 des conséquences sur les courbes de lumière de la présence de ces phénomènes non-linéaires. Pour l'instant, attachons nous à examiner les résultats de nos simulations numériques.

§ 70.1. Zones de linéarité en fonction de l'énergie

Réalisons ainsi l'expérience de pensée suivante : le milieu émetteur du flux X haute énergie (couronne) est, à l'origine, dans un état physique stationnaire défini par sa température T_0 et sa densité $n_{e,0}$. Son émission ressemble alors, si le processus radiatif prépondérant est la comptonisation de photons mous, fortement au spectre de la figure 59. Imaginons maintenant qu'un agent extérieur vienne perturber cet état via une transformation adiabatique de paramètre $\epsilon = (T_e - T_0)/T_0 \equiv \Delta T/T_0$. La déformation du spectre va suivre le réseau de courbes vu dans la figure 60. On remarque que plus la perturbation est réduite, plus les spectres tendent à ressembler à celui de la figure 59 : c'est l'expression très naturelle de la continuité (au sens mathématique du terme) du phénomène de comptonisation vis à vis des paramètres physiques.

On peut, a priori, penser que "si on prend ϵ suffisamment petit", on arrivera peut-être à déterminer comment varie le spectre en fonction de ϵ : il se peut qu'à certaines énergies le flux soit très peu corrélé avec les variations des conditions physiques du plasma (cas du pivot à 5 keV

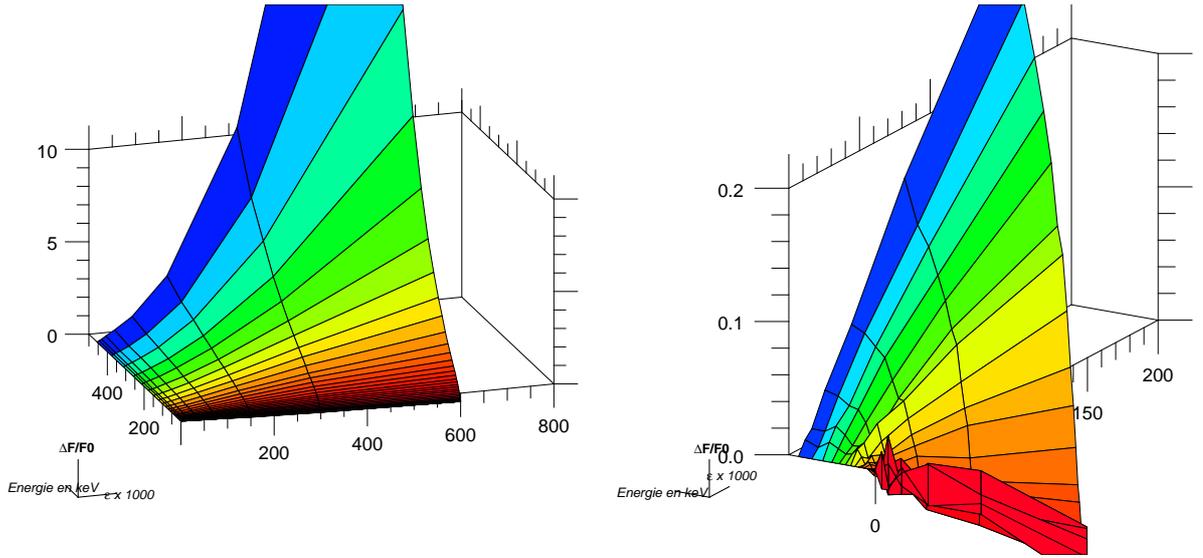


Fig. 62. La surface tracée représente la variation du spectre ΔF relativement au spectre de référence F_0 en fonction de l'énergie et de la perturbation ϵ (exprimée ici en ‰). Les codes de couleurs permettent de mettre en valeur les bandes d'énergie depuis les valeurs les plus basses (en rouge) jusqu'aux plus hautes (en bleu). À gauche : Affichage sur la totalité de la gamme d'énergie, i.e entre 0.1 et 500 keV. À droite : Agrandissement de la zone basse énergie (ici, la bande en bleu est la bande 22-27 keV). On pourra donc constater ici trois comportements différents suivant l'énergie à laquelle on observe le phénomène de comptonisation : À haute énergie (≥ 5 keV), la variation du spectre est positive et augmente avec la perturbation. Vers 5 keV, la valeur de la perturbation n'a quasiment pas d'influence sur le spectre (on peut qualifier cette zone de "pivot" du spectre) et en dessous de 5 keV, on a inversion de la tendance et le flux diminue avec la valeur de la perturbation.

de la figure 60), que dans certaines gammes le flux soit plutôt proportionnelle à ϵ (comportement linéaire) et dans d'autres à ϵ^2 (comportement quadratique). Or, un comportement quadratique aura tendance à exhiber des harmoniques en réponse à une excitation sinusoïdale simple, ce qui ne sera pas sans influence sur le spectre de puissance obtenu en définitive. . .

Effectuons donc le développement de Taylor-Young à l'ordre 2 du flux F au voisinage de $\epsilon = 0$, on obtient :

$$(70.98) \quad F(E, \epsilon) = F_0(E, 0) + \epsilon \left(\frac{\partial F}{\partial \epsilon} \right)_{E, \epsilon=0} + \frac{\epsilon^2}{2} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \epsilon^2} \right)_{E, \epsilon=0} + o(\epsilon^2).$$

Si on pose alors que :

$$(70.99) \quad C_{lin} = \frac{1}{F_0} \left(\frac{\partial F}{\partial \epsilon} \right)_{E, \epsilon=0} \quad \text{et,}$$

$$(70.100) \quad C_{quad} = \frac{1}{2F_0} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \epsilon^2} \right)_{E, \epsilon=0}'$$

on en déduit alors que $\frac{F(E, \epsilon)}{F_0} = 1 + C_{lin}\epsilon + C_{quad}\epsilon^2$. Si on pose $\Delta F = F(E, \epsilon) - F_0$, on obtient alors finalement :

$$(70.101) \quad \frac{\Delta F}{F_0} = C_{lin}\epsilon + C_{quad}\epsilon^2.$$

Les 2 coefficients C_{lin} et C_{quad} (qui sont des fonctions de l'énergie E) peuvent donc servir, dans chaque bande d'énergie, à mesurer le caractère "linéaire" ou quadratique de l'influence de la perturbation sur le flux : si on trouve des zones du spectre où $|C_{lin}| \gg |\epsilon C_{quad}|$, alors dans ces zones la linéarité en ϵ sera avérée (et inversement). Afin de trouver ces zones de linéarité, nous avons tracé sur la figure 62 la variation relative $\Delta F/F_0$ du spectre en fonction de l'énergie et

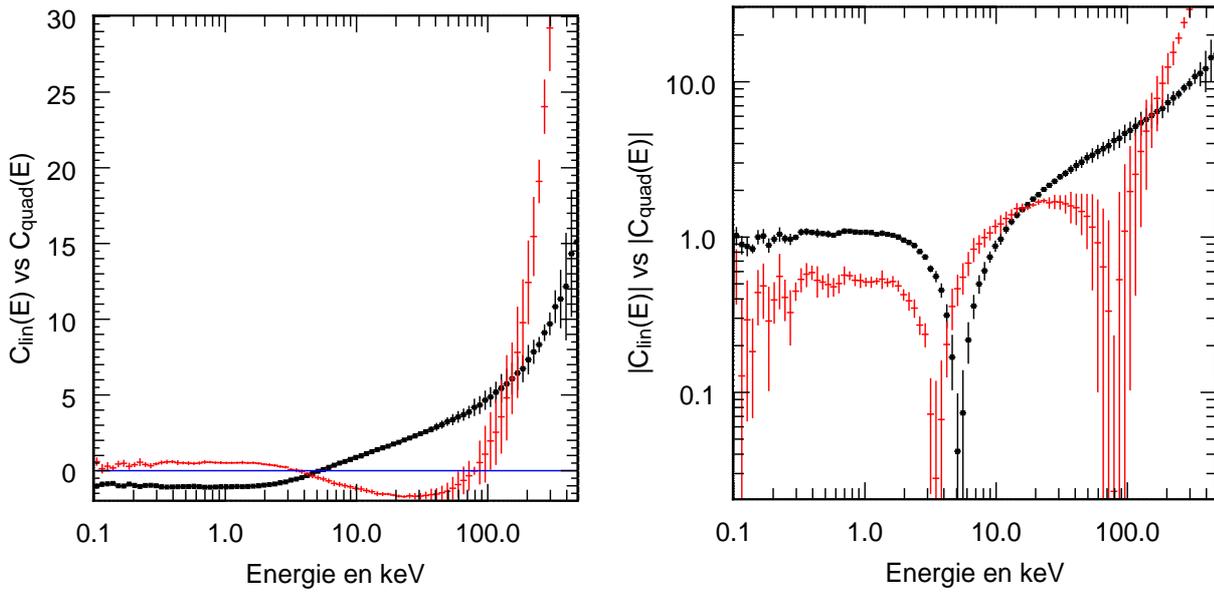


Fig. 63. Dans chaque bande énergie, on a réalisé un ajustement quadratique de la variation relative $\Delta F/F_0$ en fonction de ϵ (ce qui revient à ajuster par un segment de parabole chacune des bandes de couleurs de la figure 62). Cet ajustement donne alors les deux coefficients C_{lin} (en noir) et C_{quad} (en rouge) (voir le texte pour de plus amples explication), dont le rapport va permettre d’appréhender où se situent les zones de linéarité (cf figure 64). À gauche : Coordonnées linéaires. On peut constater de nouveau (cf le commentaire de la figure 62 de droite) l’inversion du comportement à basse énergie : le coefficient C_{lin} y est négatif, ce qui implique une diminution du flux lorsque ϵ augmente. À droite : Tracé de la valeur absolue des coefficients C en coordonnées logarithmique.

de la perturbation ϵ . Le tracé de ces surfaces a été obtenu, comme pour le réseau de spectres de la figure 60, par les simulations numériques en faisant varier la valeur de la perturbation ϵ . L’ensemble montre alors (figure 62 de gauche) que pour des grandes perturbations et à haute énergie la fonction $\Delta F/F_0(\epsilon)$ va avoir tendance à adopter un comportement quadratique. Au contraire pour de plus petites perturbations et dans des gammes d’énergie intermédiaires (figure 62 de droite), on pourra constater le comportement plus linéaire de cette fonction. Afin de quantifier objectivement ce phénomène, nous avons tracé sur la figure 63 l’évolution des deux paramètres C_{lin} et C_{quad} en fonction de l’énergie.

On pourra alors constater une différence de comportement notable entre ces deux termes ce qui peut amener à mettre en valeur des zones en énergie où les effets non-linéaires vont pouvoir devenir non négligeables. C’est ce que nous allons examiner à présent.

§ 70.2. Quelle valeur limite peut-on donner à ϵ ?

Une autre façon d’interpréter ces simulations est de se fixer un niveau arbitraire à partir duquel on estime que la composante quadratique ne sera plus négligeable par au rapport à la composante linéaire dans le spectre. Par exemple on peut estimer qu’à partir du moment où le terme en $C_{quad}\epsilon^2$ atteint 20% du terme linéaire en $C_{lin}\epsilon$, les effets non linéaires pourront être alors ressentis. Ceci implique donc une condition sur les valeurs de ϵ qui est, je le rappelle, l’amplitude de la variation de l’onde de pression que l’on met au départ. En effet, on aura alors :

$$(70.102) \quad \frac{C_{quad}\epsilon^2}{C_{lin}\epsilon} \leq 0.2,$$

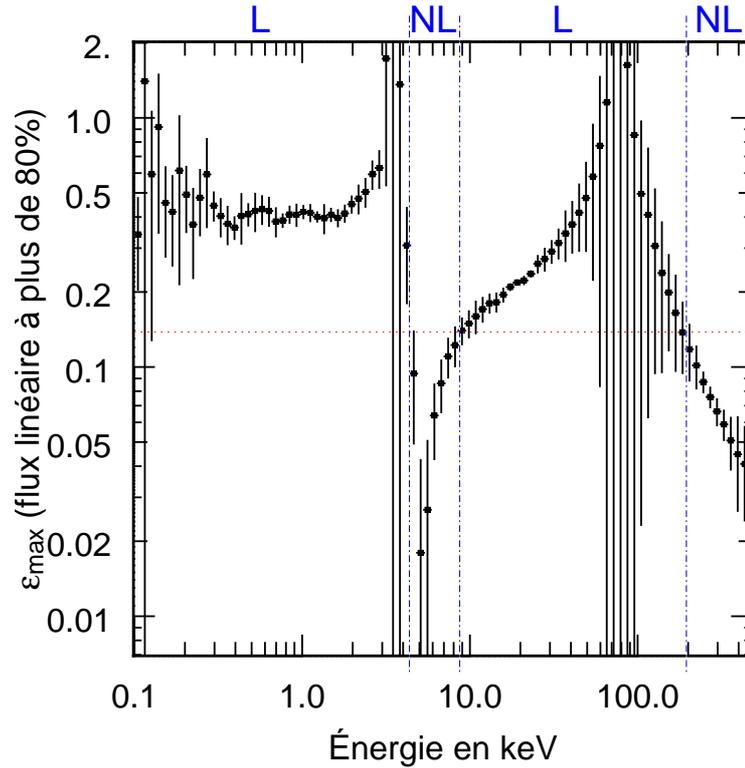


Fig. 64. Tracé de la valeur maximale ϵ_{max} que l'on peut fixer pour ϵ pour que le terme quadratique $C_{quad}\epsilon^2$ soit inférieur à 20 % du terme linéaire (cf texte pour la signification de C_{lin} et C_{quad}). Arbitrairement, on dira que si ϵ dépasse cette valeur ϵ_{max} , on considèrera que la réponse en flux devient non-linéaire (NL sur le schéma) alors qu'en dessous de cette valeur la réponse sera linéaire (L sur le schéma). Si par exemple on fixe la perturbation ϵ à 15% (trait horizontal en pointillés rouge), on observe alors 2 zones non linéaires : la première dans une bande d'énergie étroite au dessus du pivot (entre 3 et 8.5 keV avec nos simulations) et la deuxième à haute énergie, au dessus de 190 keV environ.

ce qui donne :

$$(70.103) \quad \epsilon \leq \epsilon_{max} = 0.2 \frac{C_{lin}}{C_{quad}}.$$

On pourra alors trouver sur la figure 64 de droite un tracé de ϵ_{max} en fonction de l'énergie. On constate alors qu'il existe avec ce critère deux zones dans lesquelles, pour une perturbation ϵ raisonnable que l'on se donne en entrée du code (égale à 15% par exemple comme dans la figure 64), la contribution quadratique ne sera pas négligeable.

Celles-ci se trouvent alors dans une petite bande d'énergie intermédiaire située juste après le "pivot" ainsi qu'à très haute énergie (au delà de 200 keV) où on pourra alors déduire que le comportement non linéaire y est relativement fort. Nous discuterons des éventuelles implications de ces non linéarités sur la possibilité que ces phénomènes puissent générer des harmoniques dans les spectres de puissance au § 81 page 190.

- **La présence d'un pivot dans les spectres : une spécificité de la comptonisation.** Au vu de ces résultats, le lecteur pourra cependant remarquer que notre modèle montre une particularité qui lui est propre puisqu'autour de l'énergie du pivot, on a vu qu'une perturbation entraînait peu de variabilité effective. Cela signifie en effet que, quand bien même la variabilité observée serait due à une onde acoustique, le transfert radiatif au sein du plasma aurait pour effet de couper dans cette gamme d'énergie l'effet de la perturbation, ce qui devrait se ressentir dans les observations : on devrait, en traçant les spectres de puissance dans chaque bande d'énergie, en

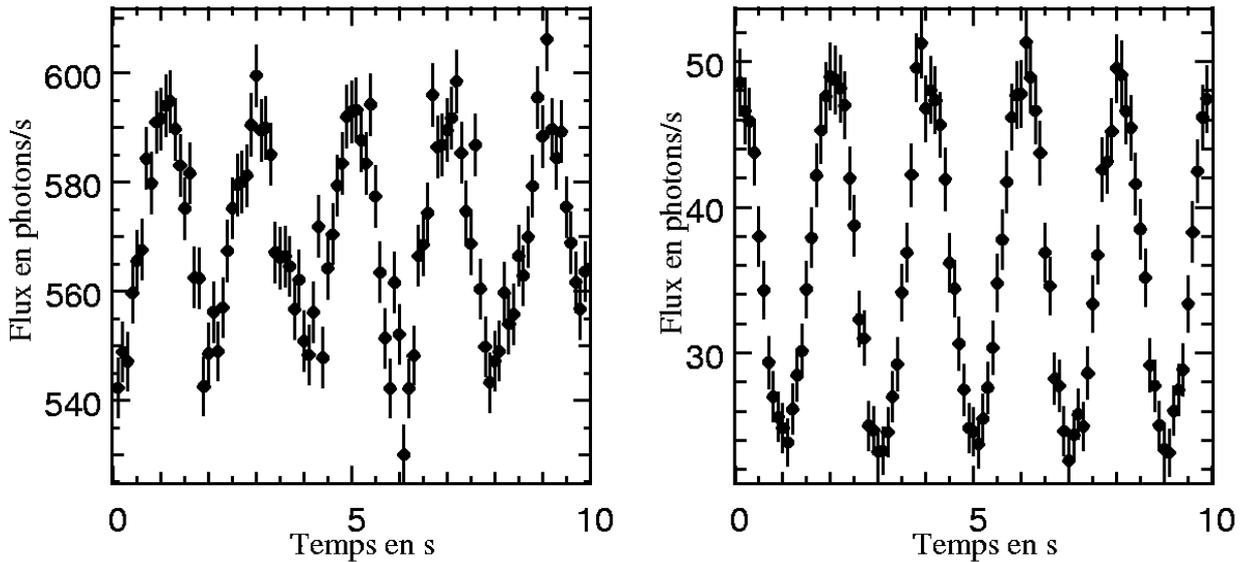


Fig. 65. Courbes de lumière obtenues en faisant varier sinusoïdalement ϵ et avec une amplitude de la modulation en température égale à 15% (le nombre de photons s'élève toujours à 10^6 , $kT_e = 75 \text{ keV}$ et $\tau = 1.2$). À gauche : Bande 0.1-0.8 keV. À droite : Bande 25-45 keV.

trouver une pour laquelle la variabilité intégrée est extrêmement petite. Nous reparlerons des implications de ce phénomène plus en détails dans les discussions relatives à notre modélisation (au § 82). J'examinerai notamment à cet endroit un moyen éventuel de confronter cette prévision aux observations.

§ 71. Réponse de la couronne à une excitation sinusoïdale

Nous avons ensuite simulé l'oscillation de la couronne via une perturbation $\epsilon(t)$ dépendante du temps. Pour simplifier et pour l'instant, nous avons considéré une oscillation sinusoïdale d'ensemble en température et en densité. Les courbes de lumière résultantes sont visibles sur la figure 65.

§ 71.1. Conservation du nombre de photons lors de l'interaction Compton, conséquences

J'ai notamment tracé les courbes de lumière dans des bandes d'énergie situées au delà et en deçà du pivot. Celles-ci mettent en évidence une opposition de phase qui émerge de notre modélisation entre les bandes d'énergie situées de part et d'autre de ce pivot. Malzac (1999) à la p. 177 attribue l'opposition de phase entre basse énergie et hautes énergies au reprocessing des photons X émis par la couronne sur le disque, impliquant donc un retard important. Ce calcul avait été fait avec le code non-linéaire. Il semble pourtant que j'obtienne un effet similaire en utilisant le code linéaire, mais qu'on peut interpréter de manière différente et peut-être plus simplement : en effet, l'interaction Compton conserve le nombre de particule et notamment le **nombre de photons**.

Ainsi, si un plus grand nombre de photons mous est comptonisé suite à une modification des conditions physiques, nécessairement le nombre de photons mous qui restent doit diminuer tandis que le nombre de photons durs doit augmenter. On doit donc naturellement observer une opposition de phase entre les courbes de lumière issues de la comptonisation (à haute énergie, i.e. au dessus du pivot) et celles issues de la composante molle (à basse énergie, en dessous du pivot).

Examinons à présent les résultats que l'on va obtenir lorsqu'on intègre notre onde de pression en géométrie cylindrique à notre code.

10

Une description des spectres de puissance des états durs?

Plan du chapitre

1. Onde unidimensionnelle	174
§ 72. Paramètres de la simulation	174
§ 73. Courbes de lumière, dépendance en énergie : évolution qualitative de la variabilité.	174
§ 74. Possibilité de limiter l'amplitude de la résonance en pression	177
§ 75. Premiers spectres de puissance!	178
§ 76. Évolution des PSD en fonction de la taille de la couronne	178
§ 77. Évolution en fonction de l'énergie	180
2. Ondes bidimensionnelles ou saut des conditions physiques	182
§ 78. Onde bornée verticalement	182
§ 78.1. Difficultés rencontrées	182
§ 78.2. Une géométrie nécessitant de grandes hauteurs d'oscillations ou une petite vitesse de propagation	182
§ 79. Émission par un anneau autour du rayon de transition	185
§ 80. Propagation dans 2 milieux d'impédances différentes	185
§ 80.3. Équations de bases, forme des solutions	186
§ 80.4. Conditions de passage	186
§ 80.5. Vers un réglage de l'amplitude du QPO?	187

J'ai montré au chapitre 8 que la simple oscillation d'une couronne avec des conditions aux limites strictes pouvait rendre compte de certaines grandes caractéristiques du spectre de puissance des binaires-X dans leur état dur. Cette solution analytique a cependant été obtenue dans le cadre de nombreuses hypothèses (petites perturbations, gammes d'énergie intermédiaire...). Je vais donc dans cette partie m'attacher à exhiber les résultats provenant de diverses simulations (24000 environ représentant près de 12000 heures de temps de calculs cumulés...) ou j'ai relaxé certaines de ces contraintes. J'étudierai aussi l'influence de la géométrie de l'onde et de ses conditions aux limites ou de la zone d'émission. Je m'attacherai aussi à prédire les conséquences probables sur les observables potentiels en analysant à la fois le comportement fréquentiel, mais aussi la dépendance en énergie de la variabilité.

Dans un premier temps je consacre mon étude à la description des résultats dans différentes géométries. Ensuite, j'envisage l'effet d'une réflexion de l'onde au rayon interne r_i qui ne serait plus totale, mais avec une transmission dans un autre milieu aux conditions physiques

différentes. Enfin je discute des avancées apportées par notre modèle ainsi que des critiques que l'on peut lui adresser.

1. Onde unidimensionnelle

Mes premières simulations de spectres de puissance ont été réalisées avec une couronne soumise à l'onde se propageant uniquement radialement (calcul unidimensionnel), dont les solutions, on le rappelle, sont équivalentes aux très grandes longueurs d'ondes verticales. J'ai tout d'abord voulu tester le modèle le plus simple afin d'en dégager les principales propriétés et surtout pour pouvoir comparer ces premières simulations avec le calcul analytique réalisé au chapitre 8.

§ 72. Paramètres de la simulation

Le milieu émetteur, i.e, la couronne, est supposé être relativement fin géométriquement ($h_c = 10^6$ cm avec $r_i = 3.10^6$ cm et $r_j = 3.10^8$ cm). Dans ces simulations, les photons mous sont émis initialement avec une position et une direction aléatoire dans toute la couronne (en appliquant la méthode vue au § 64.2) et nous n'étudions pas, pour l'instant, le cas d'une source de photons mous fortement anisotrope (ce qui sera le cas si on suppose que tous les photons mous proviennent du SAD). Les caractéristiques de la couronne sont toujours celles d'un état "dur" et on a pris ainsi par exemple $kT_e = 100$ keV et $\tau = 1.4$. Le spectre des photons incidents sera relativement mou avec une température de corps noir de $kT_{mous} = 0.25$ keV.

§ 73. Courbes de lumière, dépendance en énergie : évolution qualitative de la variabilité.

Les différentes images de la figure 67 sont à cet égard particulièrement intéressantes et méritent que l'on s'y attarde puisqu'elles permettent d'appréhender en raccourci et qualitativement les principaux résultats provenant de nos simulations. En effet, pour une simulation donnée (qui, on le rappelle, correspond à une fréquence donnée), on peut calculer dans chaque bande d'énergie le flux moyen F_o sortant de la couronne. Si on trace ensuite une carte en intensité du tableau du flux relativement au flux moyen F/F_o en fonction de la phase de l'onde et de l'énergie, on peut remarquer plusieurs résultats.

- Tout d'abord, même lorsque les données brutes ne sont pas rééchantillonnées en énergie, la modulation apparaît clairement dans quasiment toutes les bandes. Une faible variabilité des conditions physiques du plasma aura donc un impact direct et non négligeable sur le flux émis, et ce dans quasiment tout le spectre.
- Ensuite, nous retrouvons le résultat du chapitre précédent, qui stipule qu'il y a un déphasage de π entre les hautes et basses énergies, la limite se trouvant ici vers 1 keV qui est la position du "pivot" lorsque $kT_{mous} = 0.25$ keV. Ceci, on l'a dit, traduit la conservation du nombre photons lors de l'interaction Compton.

Cependant, il semble que ce comportement devienne plus sophistiqué lorsqu'on augmente la fréquence puisqu'on observe alors plus de 2 zones avec des phases différentes. On aurait pu à priori expliquer cette tendance par le fait que si on diminue la période P de l'onde suffisamment, il devrait y avoir un instant où P devient de l'ordre du temps moyen t que met un photon entre chaque interaction Compton. Ainsi on pourrait avoir un photon qui, partant d'une phase égale à 0, se retrouve à la 1ère interaction à une date où la phase de l'onde est de π et ainsi de suite. Ceci produirait alors des courbes de lumière déphasées de π lorsqu'on passe d'un ordre Compton au suivant. Cependant, si on évalue numériquement la valeur prise par $t = l_{pm}/c = h_c/(max(\tau, \tau^2)c) \simeq h/c$ avec les épaisseurs géométriques et optiques

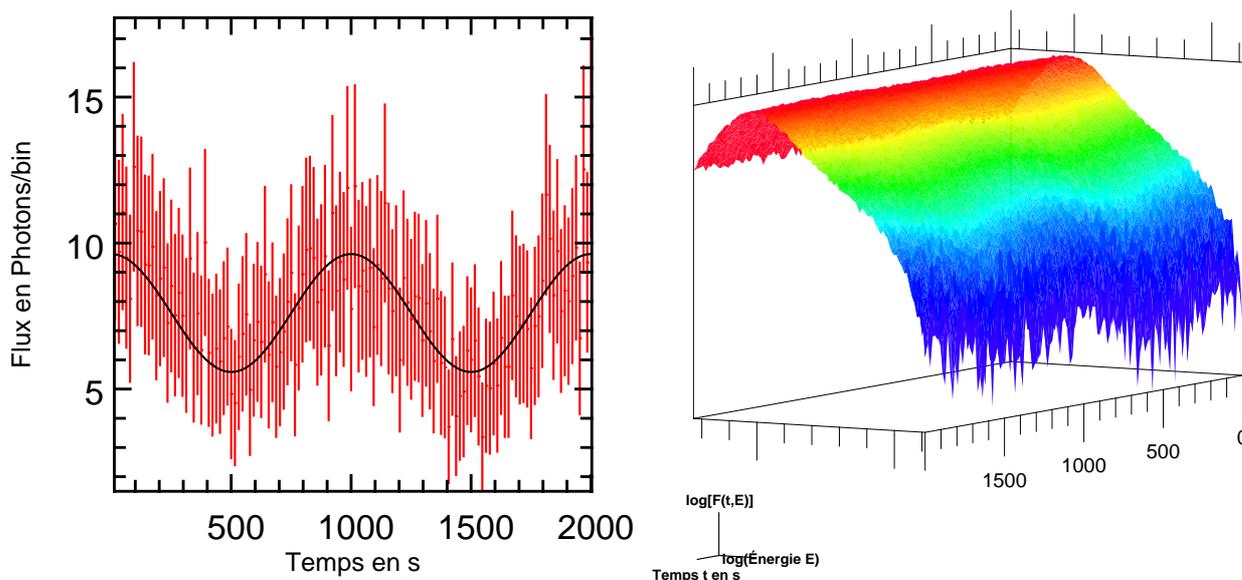


Fig. 66. À gauche : En rouge, courbe de lumière obtenue dans la bande 25-45 keV, $\nu = 1\text{mHz}$ avec les paramètres de la simulation donnés dans le texte et effectuée pendant 2 périodes. Les erreurs sont à 1σ . L'ajustement sinusoïdal (courbe noire : $F = a_1 + a_2 \cos(2\pi\nu t + \varphi)$) est réalisé en imposant la fréquence et en laissant les autres paramètres a_1 (flux moyen), a_2 (amplitude) et φ (phase du signal) libres. On trouve alors $a_1 = 7.12 \pm 0.14$ photons, $a_2 = 2.45 \pm 0.20$ et $\varphi = -0.07\pi \pm 0.04\pi$. À droite : Tracé en 3 dimensions du spectre (SED) en fonction de l'énergie et du temps. Les échelles en flux et en énergie sont logarithmiques. Les échelles de couleurs se réfèrent à un canal d'énergie donné, de 0.1 keV (rouge vif) à 450 keV (bleu foncé). On notera la variabilité importante à haute énergie.

que l'on a prise, on obtient que celui-ci reste inférieur à 2.10^{-5}s ce qui se révèle minime comparé à la période $P = 0.64\text{s}$. De plus, l'apparition d'un deuxième pivot ne semble pas être présente pour les plus hautes fréquences, ce qui conforte la réfutation de cet argument. Ce constat, anodin en apparence, pourrait avoir un impact fort au niveau observationnel. Cependant, on constate que la plage d'énergie sur laquelle fonctionne le PCA d'RXTE (entre le canal 35 et le canal 78 environ) ne permet pour l'instant pas de confronter ces prévisions aux observations.¹⁰⁴

- Enfin, on peut constater simplement que la force de la variabilité ne semble pas la même en fonction de l'énergie : elle semble moins forte en dessous qu'au dessus du pivot ce qui semble relativement normal puisque le nombre de photons mous est grand et seule la petite partie qui a été comptonisée va pouvoir être modulée. Pour les plus hautes fréquences, la carte d'intensité s'uniformise, ce qui traduit une baisse de l'influence de la perturbation sur le flux émis.

Reste évidemment à traduire ces résultats de manière quantitative et c'est ce que nous allons voir dans les paragraphes § 75 et § 76.

¹⁰⁴En revanche, une deuxième explication plus plausible peut aussi être avancée : en effet, on peut montrer que pour une fréquence ν de 1.5 Hz, le profil du rapport des fonctions de Bessel de l'équation 58.81 page 144 présente alors 2 régions : une partie positive jusqu'à un rayon $r_0 \in [r_i, r_j]$, et une autre négative au delà. Cela signifie que l'onde en pression elle même sera de phase nulle de $r = r_i$ jusqu'à r_0 , et de phase égale à π entre r_0 et r_j . Ainsi, comme le flux sortant est toujours en phase avec l'onde de pression si on est au dessus du pivot et en opposition de phase si on est en dessous, on doit avoir au bilan que la portion comprise entre r_i et r_0 va se comporter normalement (i.e : $\varphi = 0$ en dessous du pivot et $\varphi = \pi$ au dessus), tandis que la portion comprise entre r_0 et r_j va réagir de façon opposée. Le mélange de ces deux comportements est peut-être responsable de la multiplication du nombre de zones avec des phases différentes.

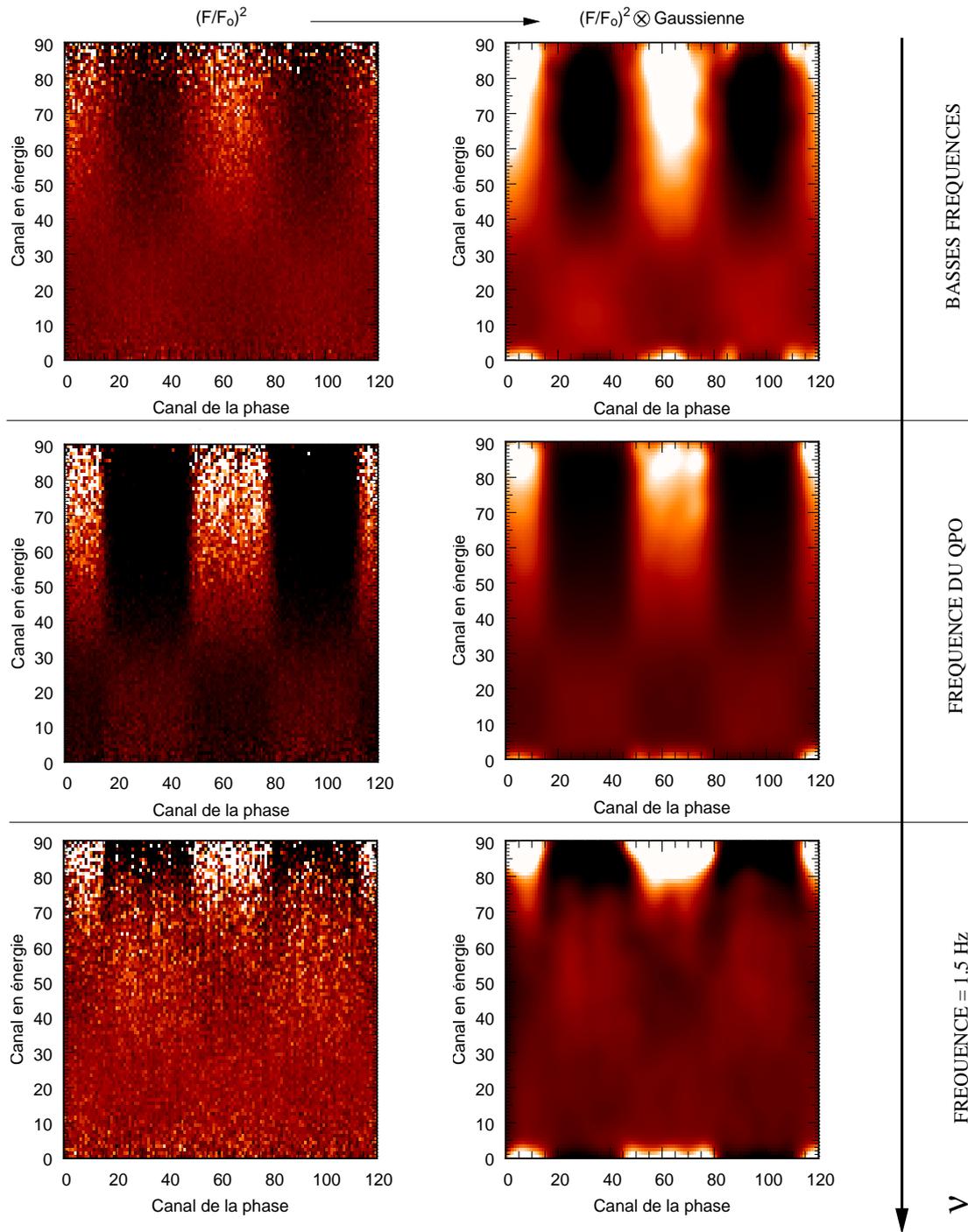


Fig. 67. Cartes en intensité du carré du rapport entre le flux $F(t, E)$ et le flux moyen $F_0(E) = \text{moy}_t(F(t, E))$ dans chaque bande d'énergie. En abscisse de chaque graphe est représentée la phase de l'onde en pression divisée en 64 canaux (la conversion est alors de 1 canal pour une phase de $\pi/32$) et en ordonnée se trouvent les canaux en énergie espacés logarithmiquement de 0.1 à 500 keV en 90 canaux (le i -ème canal correspond donc une énergie comprise dans l'intervalle $[0.1 \times 1.1^{i-1}, 0.1 \times 1.1^i]$ keV). Dans la colonne de gauche sont tracées les cartes brutes sortant des simulations dont le bruit statistique n'est pas négligeable. La convolution avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 7 pixels a été réalisée pour permettre de le filtrer et de dégager les composantes à grandes longueurs d'onde de l'image (colonne de droite). Enfin, les 3 lignes correspondent à 3 fréquences typiques d'excitation de la couronne. En haut, $\nu = 10.2$ mHz, au milieu, $\nu = 0.33$ Hz et en bas, $\nu = 1.5$ Hz. Je n'ai pas représenté les plus hautes fréquences (2 – 200 Hz) qui ne présentent alors guère de structures identifiables avec un aspect relativement uniforme. On notera que la phase de l'oscillation en flux change radicalement autour du canal 30 (1.5 keV) pour les simulations à basses fréquences, tandis que pour de plus hautes fréquences un deuxième pivot semble se dessiner vers le canal 75 (110 keV). À très basses énergies, les pics visibles dans les cartes de la colonne de droite sont à priori des artefacts liés au processus de convolution.

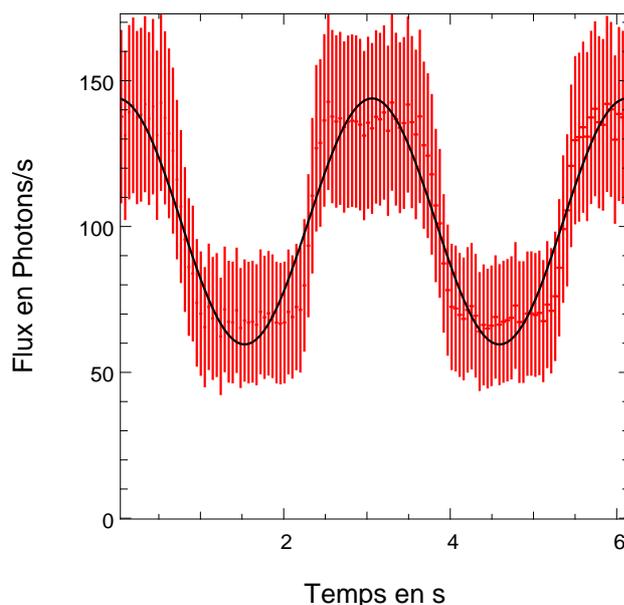


Fig. 68. À droite : Courbe de lumière obtenue dans la bande 5-45 keV avec une simulation dont la fréquence est proche de la résonance (ici, $\nu = 0.33\text{Hz}$ avec les mêmes paramètres géométriques de la couronne que précédemment). Si le signal sortant devient rectangulaire, ce n'est pas uniquement dû aux effets non linéaires du transfert radiatif, mais principalement parcequ'on introduit dans notre code une limite fixe de 20% pour $\epsilon(t)$ afin de reproduire artificiellement ("à la main") les non-linéarités loin de l'approximation acoustique. On constate alors aussi une limite de notre traitement qui consiste à ajuster la courbe de lumière par une sinusoïde.

§ 74. Possibilité de limiter l'amplitude de la résonance en pression

À priori et on l'a vu aux chapitres précédents, avec notre modèle il n'y a aucune raison pour que l'amplitude de l'onde de pression ne diverge pour des fréquences proches de la fréquence de résonance. En effet, si on revient à la relation 58.81 de la page 144 donnant l'amplitude de la modulation en pression, on sait que c'est lorsque le dénominateur s'annule que l'on se situe à la résonance (on le perçoit aussi dans l'expression analytique du flux modulé F_{\sim} calculé dans le cas linéaire, cf page 147). Mais cela signifie aussi que cette résonance n'est en aucun cas atténuée (on pourra faire l'analogie en électronique avec un circuit LC sans résistance ou en mécanique avec le couplage d'un ressort avec une masse sans frottement).

Or il est évident que dans notre cas il doit soit exister des phénomènes de dissipation qui limitent l'amplitude de l'onde magnétoacoustique, soit l'apparition de non linéarités en pression liées à la sortie de l'approximation acoustique (ce seront les non-linéarités de premier ordre évoqués au § 70). Le premier cas se traduira par une perte de l'énergie de l'onde au cours de son déplacement (onde amortie), tandis que le deuxième se traduira par un transfert d'énergie dans les harmoniques dans le spectre de Fourier.

En tout état de cause, comme l'investigation de ces processus se révélait très notablement en dehors du champ des recherches que je m'étais fixé et en aurait alors alourdi la description, j'ai décidé d'en tenir compte "à l'ordre 0" dans le code en plafonnant la valeur de la perturbation en pression de façon arbitraire de 15 à 20%. Ceci va évidemment se retrouver dans les simulations de courbes de lumière dont la fréquence est proche de la résonance comme on peut le constater sur la figure 68 ainsi que dans les tracés des courbes d'intensité du milieu de la figure 67.

§ 75. Premiers spectres de puissance!

Ainsi, il est possible de reconstituer le spectre de puissance pas à pas et un exemplaire est d'ailleurs visible sur la figure 69. La figure 69 de droite exhibe ainsi le spectre normalisé à la rms dans la gamme de fréquence 1 mHz-200 Hz et dans la bande 25-45 keV. Celui-ci se montre extrêmement intéressant puisque conformément à nos prévisions, on peut y déceler les trois composantes bien distinctes et caractéristiques des états durs :

- (1) Une variabilité relativement constante à basse fréquence ("BLN").
- (2) Un pic dans le spectre de puissance, i.e un QPO, qui correspond dans notre cas à une fréquence privilégiée par la géométrie imposée à l'onde.
- (3) Une chute de la variabilité à plus haute fréquence. Cependant, la statistique devenant trop faible au dessus de quelques Hz, il n'est pas possible de vérifier rigoureusement que cette baisse évolue en fonction de la fréquence en ν^{-2} comme nous avons pu le montrer dans le calcul analytique et conformément aux observations.

On pourra remarquer que dans certaines bandes d'énergie, on constate un effet très intéressant d'amplification de la perturbation par le transfert radiatif : même pour un ϵ de 10% (donc avec $\epsilon^2 = 10^{-2}$), on obtient des spectres de puissance qui exhibent une variabilité plus forte que ce à quoi l'on pourrait s'attendre a priori. Nous avons déjà perçu cette effet au chapitre 8 dans le cas du développement linéaire du flux autour du flux moyen : le coefficient C_{lin} était alors quasiment toujours supérieur à 1 dans les gammes d'énergie intermédiaire.

À titre d'exemple, en examinant encore attentivement le spectre de puissance normalisé de la figure 69 de droite, on constate qu'à basses fréquences son amplitude est relativement proche de 0.1. Cela signifie que la variabilité en flux atteint presque 30%, d'où un triplement de son amplitude par rapport la perturbation initiale¹⁰⁵. En ce sens, d'un point de vue quantitatif, une perturbation en pression de 10% d'amplitude permettrait donc de reproduire la valeur minimale de la puissance du continuum exigée par Remillard & McClintock (2006, , page 59) pour la définition de l'état dur des binaires-X.

Cependant, on pourra aussi remarquer la présence d'autres composantes : ainsi en est-il de la présence dans le spectre de puissance d'un fort pic secondaire vers 1.5 Hz. On pourrait à première vue le qualifier d'harmonique mais l'analyse des rapports entre les fréquences (0.33 Hz et 1.5 Hz) indique qu'il s'agit d'un autre phénomène. De plus, on pourra constater la présence d'un "trou" le précédant. On pourrait penser qu'il s'agit peut-être d'un épiphénomène lié à l'échantillonnage en fréquence, mais en anticipant sur les spectres de puissance que nous allons rencontrer et commenter dans les prochains paragraphes, nous pouvons affirmer que ces pics et ces creux sont bien inhérents à notre modélisation. Ceux-ci sont en réalité les mêmes que ceux que l'on avait obtenus au chapitre 8 dans le cadre linéaire. Or les spectres de puissance de binaires-X observées jusqu'à ce jour ne présentent pas vraiment d'oscillations de ce type. Nous reviendrons sur ce point dans la partie discussion de ce chapitre.

§ 76. Évolution des PSD en fonction de la taille de la couronne

Procédons à présent à de nouvelles simulations en changeant un des paramètres d'entrée. En toute rigueur, si on voulait modéliser correctement la transition vers un état plus mou, on pourrait évidemment s'attacher à changer la valeur du rayon de transition r_j en le diminuant

¹⁰⁵En effet, lorsque la pulsation ω est petite, i.e $\omega \ll c_s/r_j$, on peut montrer que le rapport des fonctions de Bessel de la relation 58.81 page 144 tend vers 1 quelque soit le rayon , ce qui revient à ce que la perturbation en pression s'écrive alors $p(r, z, t) = \delta p_o \cos(\omega t)$ dans toute la couronne.

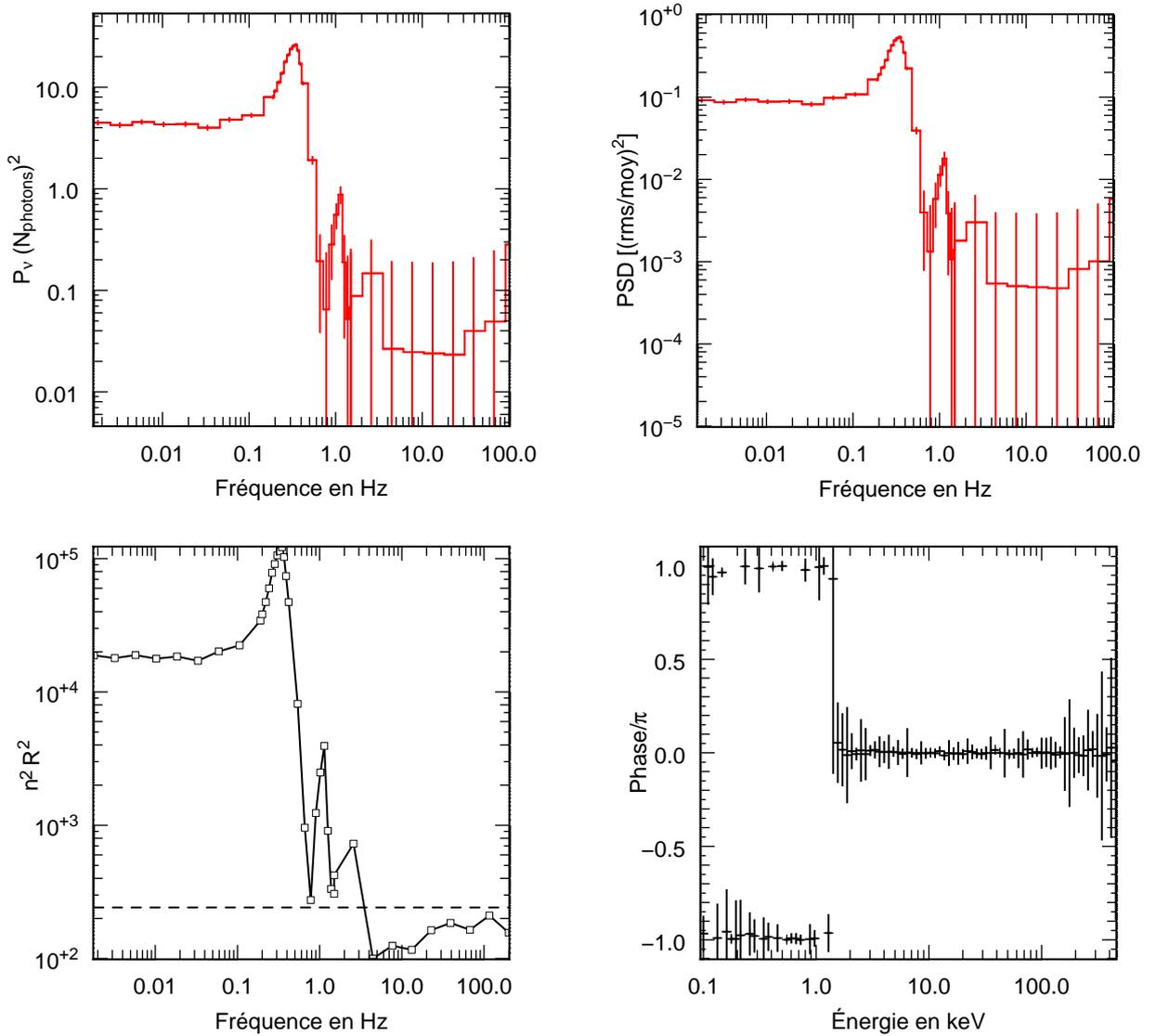


Fig. 69. *En haut* : Spectre de puissance reconstitué par nos simulations dans la bande 25-45 keV (toujours avec le même set de valeurs pour la géométrie et les conditions physiques qu'au § 72). À gauche, le PSD absolu (en nombre de photons par simulations au carré) et à droite, le spectre normalisé à l'intensité moyenne F_0^2 . Les incertitudes sont tracées à 1σ . Au dessus de 2 Hz, seule une valeur maximale à l'amplitude du spectre de puissance peut être produite par mes simulations. *En bas* : à gauche, valeur de $n^2 R^2$ en fonction de la fréquence dans la bande 25-45 keV. La droite tracée en tirets est le seuil de détectabilité d'une pulsation dans la courbe de lumière à 1σ au sens du critère de Rayleigh (par exemple en simulant une distribution de photons arrivant avec des phases aléatoires, cf partie III de ce manuscrit). Enfin, on a tracé à droite la phase de l'onde reçue en fonction de l'énergie. On observera le clair changement de phase lorsqu'on passe le pivot, puisqu'au dessus de celui-ci la phase est compatible avec une valeur nulle, et en dessous avec une valeur de π (le signe + ou - provient alors de l'ajustement, mais ne signifie en aucun cas un quelconque avance ou retard de la courbe de lumière).

(comme c'est le cas pour les nombreux modèles décrivant la transition entre états), mais aussi celle des 3 paramètres principaux de la comptonisation que sont kT_e , τ et kT_{mous} à l'équilibre (de façon à changer le paramètre Compton y). Cependant, changer tous les paramètres de concert n'est peut-être pas ce qu'il y a de plus judicieux pour tirer des conclusions sur l'effet de chacun de ces paramètres sur les spectres obtenus!

Je me suis donc attaché à n'étudier ici uniquement que l'évolution de r_j sur le spectre

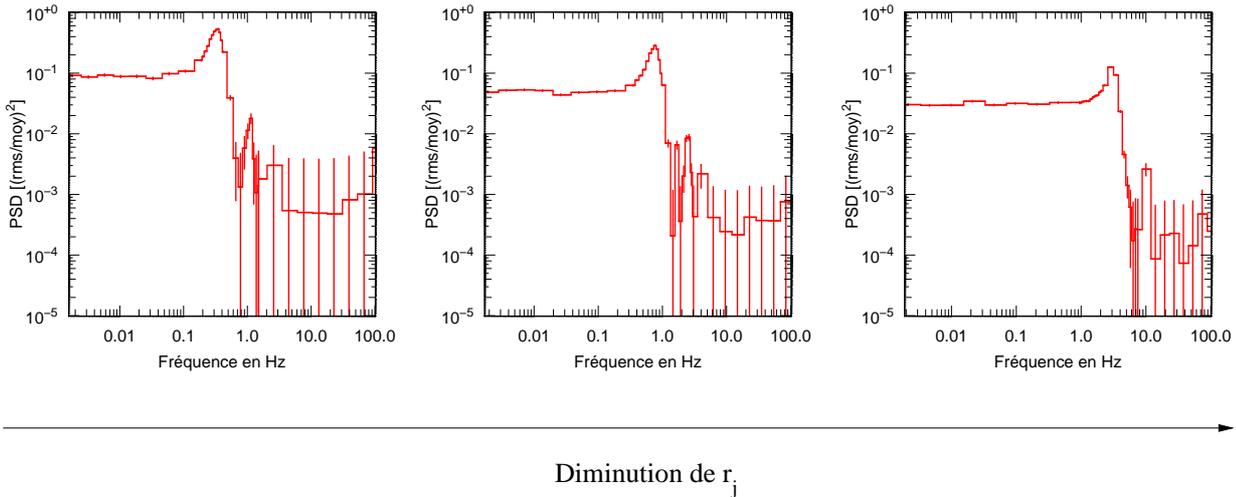


Fig. 70. Évolution du spectre de puissance en fonction du rayon de transition r_j . Les paramètres physiques responsables de la comptonisation sont toujours les mêmes qu’au § 72 ainsi que la vitesse de propagation c_s de l’onde. Le rayon de transition passe ici d’une valeur de 3.10^8 cm (figure de gauche) à $1.5 \times 10^8 \text{ cm}$ (au centre) et enfin 3.10^7 cm (à droite). La valeur des fréquences du QPO sont alors successivement et de gauche à droite approximativement de 0.33, 0.67 et 3.1 Hz.

de puissance résultant, même si pour une description plus réaliste il conviendrait de modifier ces paramètres conjointement. On pourra néanmoins noter qu’un des avantages d’exprimer les spectres de puissance en fonction de la valeur moyenne est qu’il permet de s’affranchir de l’influence du nombre de photons mous introduit en entrée du code. Ainsi, si observationnellement le nombre de photons mous augmente comme ce doit être le cas lors de la transition vers des états plus mous, il sera inutile dans notre cas de faire croître ce nombre pour le modéliser : ce dernier ne servira uniquement qu’à améliorer la statistique des résultats. L’évolution des spectres peut alors être suivie à travers les 3 tracés de la figure 70. On peut constater que les prévisions que nous avons faites aux chapitres précédent sont là encore de nouveau vérifiées puisque :

- **Le bruit à bande limitée “BLN” dans les basses fréquences a tendance à s’étendre quand le rayon de transition r_j diminue.** La fréquence de coupure ν_b est alors toujours de l’ordre de la fréquence du QPO et $\nu_b \sim \nu_{QPO} = 0.41c_s/r_j$.
- **La variabilité baisse lorsque r_j diminue.** Cependant, on constate que sur notre exemple le spectre de puissance ne chute que d’un facteur 3 pour une diminution de r_j d’un facteur 10, ce qui implique une chute de la variabilité d’un facteur de l’ordre de 1.7. Ceci confirme la tendance que nous avons mentionnée au chapitre 8 lors du calcul analytique en régime linéaire qui révèle que notre fonction de transfert radiative prévoit à elle seule une légère baisse de la variabilité lors de la transition vers les états mous.

§ 77. Évolution en fonction de l’énergie

J’ai enfin voulu m’intéresser à l’évolution de la variabilité en fonction de la bande d’énergie dans laquelle on réalise les spectres de puissance. Pour cela, j’ai tracé à titre d’exemple les quatre spectres de puissance de la première simulation sur la figure 71. On constate alors que la tendance générale est qu’en dessous du pivot, la variabilité se révèle être relativement faible, tandis qu’on peut, au dessus du pivot, observer **une accentuation de la variabilité avec l’énergie**, ce que l’on avait déjà pressenti en examinant les cartes d’intensité de la figure 67. Ceci peut aussi être interprété dans le cadre de l’étude du domaine de linéarité réalisée au chapitre précédent

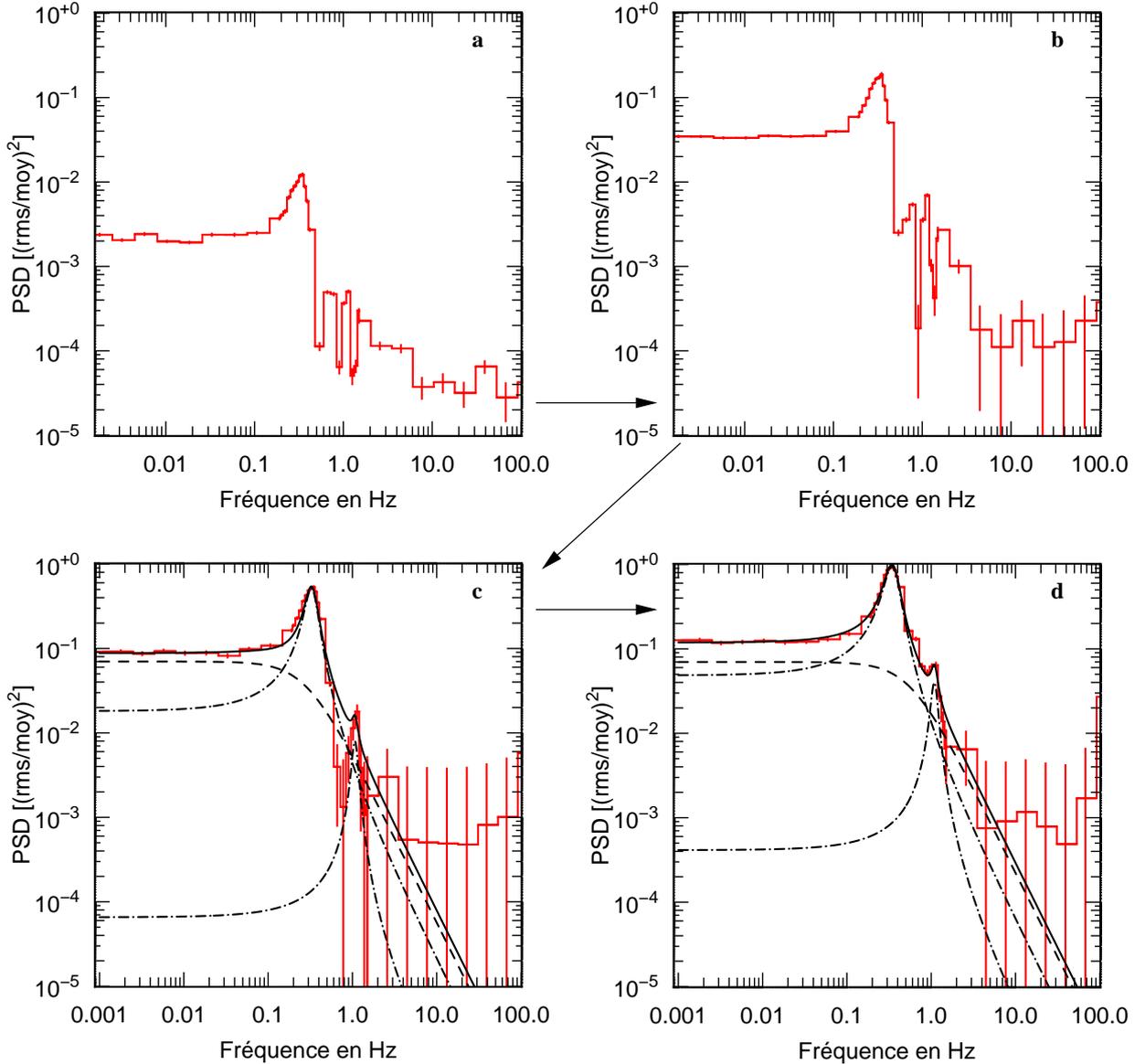


Fig. 71. Évolution du spectre de puissance en fonction de la bande d'énergie dans laquelle on observerait notre binaire-X modélisée. **a** : 0.1-1 keV, i.e. en dessous du pivot. **b** : 5-25 keV. **c** : 25-45 keV. **d** : 45-400 keV. Les valeurs de ν_{QPO} ne changent pas mais le niveau du spectre de puissance à basse fréquence r passe successivement par $r_{0.1-1\text{ keV}} = 2.2 \times 10^{-3}$ (**a**) à basse énergie, $r_{5-25\text{ keV}} = 3.5 \times 10^{-2}$ (**b**), $r_{25-45\text{ keV}} = 9.5 \times 10^{-2}$ (**c**) et enfin $r_{45-400\text{ keV}} = 2.0 \times 10^{-1}$ (**d**) dans les hautes énergies. À titre d'exemple, j'ai tracé sur les 2 figures **c** et **d** un ajustement du spectre de puissance avec 3 lorentziennes, en suivant la tradition prise par la littérature (Nowak 2000; Pottschmidt *et al.* 2003).

puisque'on avait montré que le coefficient C_{lin} avait tendance à croître à partir de l'énergie du pivot, tandis qu'il était relativement constant et bas (autour de 1) en dessous de celui-ci.

Cependant, on pourra relever un fait inhérent à notre modèle qui concerne la force du QPO obtenu par rapport à la variabilité totale. Ainsi, par exemple dans nos simulations si on ajuste le spectre de puissance de la figure 69 par 3 lorentziennes (une centrée en 0 pour le continuum, une autre centrée à la fréquence du QPO, et enfin une pour ajuster le pic secondaire), on obtient, rien que dans la gamme 25-45 keV la contribution relative de chacune des composantes suivantes : On constate alors que dans le cadre des hypothèses simples que je me suis fixé, le QPO semble

Composante de l'ajustement	Amplitude 25-45 keV	Amplitude 45-400 keV
Continuum	0.23	0.21
QPO	0.7	0.73
Pic secondaire	0.02	0.04

Tab. 4. Amplitude relative (en fraction de la rms) de chacune des composantes de l'ajustement du spectre de puissance de la figure 69 par 3 lorentziennes différentes (bande 25-45 keV et bande 45-400 keV, les bandes de plus basse énergie ne donnant pas un ajustement acceptable). On notera la force du QPO par rapport aux deux autres composantes.

toujours représenter la majeure partie (les 3/4) de la variabilité. Toutefois, nous allons voir (par exemple au § 80) que l'ajout de conditions aux limites moins strictes permet de moduler la force du QPO obtenu.

2. Ondes bidimensionnelles ou saut des conditions physiques

§ 78. Onde bornée verticalement

Dans cette configuration, l'onde se propage verticalement dans un milieu fini en hauteur. On aura alors, comme on l'a vu au chapitre 8, quantification des nombres d'onde verticaux et nous nous limitons dans notre cas à l'étude de la première harmonique $k_z = \pi/h$.

§ 78.1. Difficultés rencontrées

La modification du code a été réalisée de façon à procéder à un test sur la fréquence : on vérifie tout d'abord si celle-ci est plus ou moins grande que $v_{lim} = c_s/(2h)$, puis on fait tourner la simulation Monte-Carlo en utilisant les relations 58.80 et 58.79 de la page 144 selon l'un ou l'autre résultat du test. Je dois avouer que cette modification a entraîné de très nombreux "crash" des simulations par rapport au cas vu ci-avant, ce qui explique le manque de temps pour exploiter plus profondément leurs résultats. C'est pourquoi je ne présenterai, dans les parties qui viennent, que des prévisions de résultats avec des calculs analytiques effectués dans l'hypothèse de la réponse linéaire du flux vis à vis de la perturbation en pression.

En fait, j'ai remarqué que les interruptions dans les calculs numériques étaient principalement liées à l'évaluation de la fonction I_o quand on diminue la hauteur h sur laquelle se déroule l'oscillation. Notamment, pour les très basses fréquences on a $K \times r = \sqrt{\pi^2/h^2 - \omega^2/c_s^2} \sim \pi r/h$. Si on prend une petite épaisseur h de l'ordre de 10^6 cm au rayon externe $r_j = 10^9$ cm, on va avoir Kr qui dépasse les 3000 et la fonction I_o va alors diverger numériquement (car $I_o(z) \sim e^z/\sqrt{2\pi z}$) ce qui n'est évidemment pas géré par le code. Naturellement, l'usage de l'équivalent de cette fonction a été envisagé et nous l'avons ensuite implémenté. Cependant cela demande de procéder à des tests à chaque interaction Compton (qui sont, on le rappelle, très nombreuses lors des simulations), ce qui est encore coûteux en temps de calcul. L'augmentation de la hauteur h de façon à ce qu'elle devienne de l'ordre d'une fraction du rayon permet aussi de s'affranchir de ce problème.

§ 78.2. Une géométrie nécessitant de grandes hauteurs d'oscillations ou une petite vitesse de propagation

- **Des oscillations plus rapprochées dans le spectre de puissance.** Faute de pouvoir réaliser de nombreuses simulations et avec les bémols évoqués ci-avant, je n'ai pu procéder qu'à une approximation des résultats à l'aide du même calcul analytique que celui vu dans le chapitre 8 et valable, on l'a vu, dans des conditions bien précises. Néanmoins, ce calcul peut être assez bien

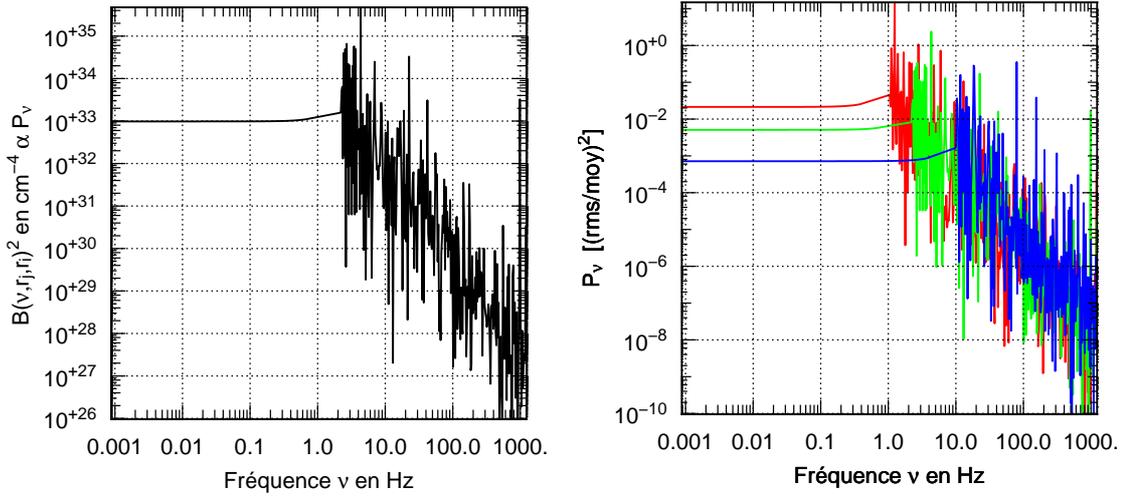


Fig. 72. À gauche : Spectre de puissance obtenu analytiquement avec $c_s = 4.10^8 \text{ cm.s}^{-1}$, $r_j = 10^9 \text{ cm}$, $r_i = 10^7 \text{ cm}$ et $h = 10^8 \text{ cm}$ dans le cas de conditions aux limites verticales fixes. On pourra judicieusement le comparer avec le spectre tracé sur la figure 53 page 148. En effet, s'il présente encore un bruit à bande limitée constant, il semble que le QPO ne soit plus présent et surtout les oscillations au dessus de la fréquence de coupure (ici vers 2 Hz) sont extrêmement resserrées. Voir le texte pour de plus amples explications. À droite : évolution du PSD en fonction de la valeur de la hauteur h sur laquelle se déroule l'oscillation : $h = 2.5 \times 10^8 \text{ cm}$ (en rouge), $h = 10^8 \text{ cm}$ (en vert) et $h = 2.10^7 \text{ cm}$ (en bleu). La pente de la fonction évolue toujours en ν^{-2} à hautes fréquences. La fréquence de coupure augmente lorsque h diminue.

approximé si on suppose la hauteur h d'oscillation constante. Dans ce cas en effet, la relation 60.95 donnant le paramètre $B(K, r_j, r_i)$ en fonction de K est encore valide (Évidemment, dans la structure de la couronne, il est fortement probable que cette hauteur varie en fonction du rayon, mais il devient alors difficile de réaliser l'intégration analytique menant à la fonction B). Le spectre de puissance résultant est alors visible sur la figure 72.

On peut constater alors deux différences fondamentales avec les spectres obtenus dans le cas d'une propagation unidimensionnelle :

- la présence d'un QPO n'est plus très évidente.
- Les oscillations aperçues dans le PSD semblent être ici très resserrées au point de ne quasiment plus être identifiables.

La raison de ce deuxième point peut s'expliquer de la façon suivante : les maxima du spectre de puissance correspondent en effet aux annulations du dénominateur de la fonction 58.79 de la page 144 et sont tracés sur la figure 73 de gauche. (On peut montrer qu'il en est de même pour les minima mais avec les annulations du numérateur). Or dans le cas de conditions aux limites verticales fixes, on peut montrer (cf figure 73 de droite) que ces premières annulations seront très resserrées en fréquences à cause de la relation qui n'est plus linéaire entre le nombre d'onde radial K et la fréquence. Ceci est un effet très important puisque si on envisage qu'un mécanisme sous-jacent (nous en aborderons un dans la partie conclusive) "lisse", les creux et les bosses du PSD vont être au bilan moyennés pour produire un spectre relativement doux.

On peut s'intéresser dans cette géométrie à calculer l'ordre de grandeur de la fréquence de coupure ν_b . Pour cela, il faut, on le sait, que le terme à l'intérieur des fonctions de Bessel J_0 et Y_0 devienne supérieur à 1. Cela donne donc :

$$(78.104) \quad \left(\left(\frac{\omega}{c_s} \right)^2 - k_z^2 \right) \times r_j^2 > 1.$$

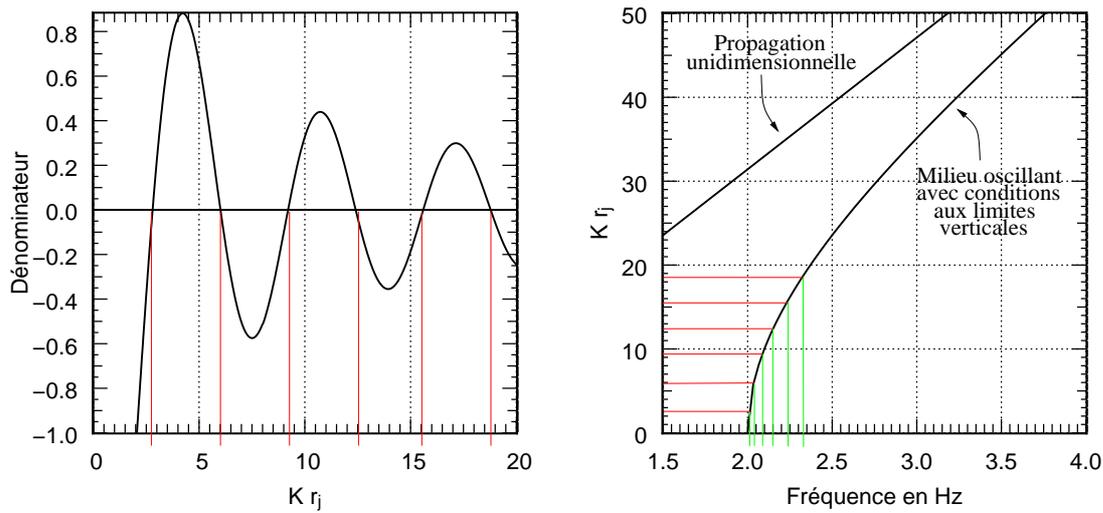


Fig. 73. La raison du comportement très “bruité” du spectre de puissance après la fréquence limite dans le cas de conditions aux limites verticales fixes : on a tracé à gauche le dénominateur de la relation 58.79 en fonction de son argument Kr_j . Les maxima du spectre de puissance sont situés régulièrement dans l’espace des K . Par contre, dans l’espace des fréquences (à droite), comme la relation liant K et ν n’est plus linéaire mais une hyperbole, les premières annulations du dénominateur à partir de la fréquence limite (ici $f_{lim} = 2 \text{ Hz}$ avec $c_s = 4.10^8 \text{ cm.s}^{-1}$ et $h = 10^8 \text{ cm}$) seront alors très rapprochées. J’ai aussi fait figurer la droite $Kr_j = 2\pi\nu r_j/c_s$ que l’on obtenait pour la propagation unidimensionnelle.

En prenant $k_z = \pi/h$ (mode fondamental de l’équation 58.84, page 144), on obtient alors que la pulsation de coupure ω_{coup} est égale à :

$$(78.105) \quad \omega_{coup} = \sqrt{\left(\frac{c_s}{r_j}\right)^2 + \left(\frac{\pi c_s}{h}\right)^2},$$

Ainsi, tant que le disque n’est pas trop épais géométriquement, il en résulte que :

$$(78.106) \quad \nu_b \sim \frac{c_s}{2h}.$$

On constate alors la différence fondamentale qu’il va donc exister entre ce modèle et celui que l’on a utilisé auparavant : alors que dans le cas de l’onde unidimensionnelle la fréquence de coupure dépendait cruciallement de la valeur du rayon de transition, ici ce sera la hauteur du plasma qui importera¹⁰⁶. Cela impose aussi certaines contraintes sur les valeurs relatives de c_s et h . En effet si on prend toujours un disque très fin géométriquement ($h = 10^6 \text{ cm}$) et que l’on garde la valeur de $c_s = 4.10^8 \text{ cm.s}^{-1}$ (correspondant à un plasma de 100 keV), on constate que la coupure va se situer très haut en fréquence (de l’ordre de la centaine de Hz), ce qui est rarement observé. Il faudra donc soit augmenter la valeur de h et donc du rapport d’aspect, soit diminuer c_s . Cependant, on sait que pour diminuer la vitesse du son classique d’un facteur 10, il faudra diminuer la température du plasma d’un facteur 100, ce qui semblera alors peu raisonnable (la comptonsation serait difficilement réalisable pour produire la variabilité observée au delà d’une dizaine de keV avec une statistique suffisante), même si on ne peut exclure cette possibilité. Une autre solution possible est que le rapport d’aspect h/r soit relativement élevé dans ce cas-là. Qui plus est, il est sûrement nécessaire que ces 2 effets soient ajoutés pour pouvoir reproduire des spectres de puissance avec des fréquences de coupure de l’ordre du Hz.

¹⁰⁶Même si évidemment il existe une relation implicite entre h et r : on pourrait alors la caractériser par la dépendance du rapport d’aspect h/r en fonction du rayon

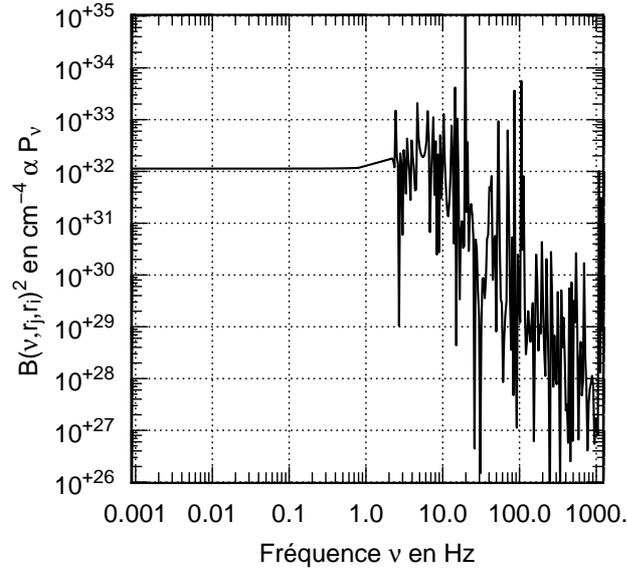


Fig. 74. Spectre de puissance obtenu dans le cas de l'émission par un simple anneau situé à r_j . Les paramètres sont les mêmes que pour la figure 72, si ce n'est qu'ici $r_{\tau=1} = 9.9 \times 10^8 \text{ cm}$ (i.e la couronne ne s'étend que sur 1% de la zone située en dessous de r_j). On constate alors que l'effet de cette zone réduite d'émission est l'augmentation de la fréquence de coupure.

§ 79. Émission par un anneau autour du rayon de transition

Ici, on suppose que la zone d'émission (ce qu'on appelle la couronne) est plus réduite en taille et qu'elle occupe la partie du plasma qui est proche du rayon externe ou de transition r_j . Elle ressemble alors beaucoup à la précédente (i.e on garde une hauteur d'oscillation fixe du plasma) excepté le fait qu'apparaît alors un nouveau paramètre, le rayon $r_{\tau=1}$ à partir duquel la couronne rayonne par comptonisation de photons mous.

Nous avons imaginé cette configuration pour refléter le fait que si on se place dans le cadre d'un modèle où r_j représente le rayon de transition entre deux milieux dont les épaisseurs optiques sont susceptibles d'être très différentes, par exemple un disque standard optiquement épais et un milieu très ténu (mais très chaud) avec $\tau \ll 1$, il doit exister une région de transition autour de r_j où $\tau \sim 1$. En effet, nous avons jusqu'à présent considéré que celle-ci restait partout de l'ordre de 1 entre r_i et r_j , mais il semble aussi raisonnable de penser que τ doit y être en réalité assez variable et peut-être même très bas dans certaines régions. Nous avons donc voulu simuler le processus radiatif uniquement dans cette zone, en considérant par contre que l'onde se déplace encore dans toute la couronne i.e de r_i jusqu'à r_j . De la même façon que précédemment, on peut obtenir une expression analytique du spectre de puissance obtenu.

Un spectre de puissance calculé analytiquement est alors visible sur la figure 74. Il semble qu'une tendance se dégage quant à l'augmentation de ν_b lorsque $r_{\tau=1}$ se rapproche de r_j , mais de plus amples simulations seraient nécessaires pour confirmer ce fait.

§ 80. Propagation dans 2 milieux d'impédances différentes

Nous avons remarqué au § 77 qu'un des inconvénients de notre simulation était notamment qu'elle donnait une résonance trop importante. Nous avons déjà mentionné le fait que les mécanismes de dissipation ainsi que les non linéarités pouvaient être une source de

l'abaissement de cette amplitude. Cependant, faute de pouvoir les modéliser, j'ai plutôt essayé de modifier une des hypothèses de départ qui stipulait une annulation de la perturbation en pression au rayon interne r_i . Cette condition est, on l'a vu, responsable de la résonance observée puisque la cavité ainsi formée possède des conditions aux limites strictes : toutes proportions gardées, on pourra faire l'analogie avec un instrument à vent cylindrique et les relations entre les dimensions de l'instrument et ses fréquences propres.

L'idée était alors d'envisager que l'on pouvait réaliser une adaptation d'impédance acoustique entre le milieu oscillant situé au delà de r_i et en dessous. Pour simplifier le problème, nous revenons au cas d'une onde unidimensionnelle suivant la direction radiale. Seules les conditions aux limites en r_i seront changées puisqu'elles feront alors intervenir des conditions de passage de l'onde. Les deux milieux ne différeront alors que par leurs vitesses du son $c_{s,1}$ et $c_{s,2}$.

§ 80.1. Équations de bases, forme des solutions

Au dessus du rayon interne r_i , on garde les mêmes conditions physiques que précédemment ainsi que la même vitesse du son. La géométrie restant par ailleurs identique, il est naturel d'en déduire que les solutions seront alors du même type qu'à l'équation 57.70 page 142. C'est ce que nous avons fait dans un premier temps et nous examinerons alors les simulations qui en résultent. Cependant, pour tenir compte des effets de déphasage, il semble plus judicieux d'introduire les deux fonctions de Hankel H_0^1 et H_0^2 qui sont aussi solutions de l'équation de propagation. Si nous n'en avons pas tenu compte dans la modélisation précédente, c'est que le fait d'avoir imposé une perturbation en pression nulle en r_i permet de s'en affranchir. Ainsi, si on nomme $\underline{p}_1(r, z, t)$ la solution de l'équation de propagation dans ce milieu, la forme de cette solution doit être :

$$(80.107) \quad \underline{p}_1(r, z, t) = \left(\alpha H_0^1\left(\frac{\omega r}{c_{s,1}}\right) + \beta H_0^2\left(\frac{\omega r}{c_{s,1}}\right) \right) e^{-i\omega t}.$$

On posera par la suite $K_1 = \omega/c_{s,1}$. En revanche en dessous du rayon interne r_i , nous avons choisi de ne garder uniquement qu'une seule des fonctions de Bessel, H_0^1 , qui correspond à une onde se propageant vers l'intérieur. Ainsi si on nomme $\underline{p}_2(r, z, t)$ la solution dans le milieu intérieur, on aura :

$$(80.108) \quad \underline{p}_2(r, z, t) = \zeta H_0^1\left(\frac{\omega r}{c_{s,2}}\right) e^{-i\omega t}.$$

On posera par la suite $K_1 = \omega/c_{s,1}$ et $K_2 = \omega/c_{s,2}$.

§ 80.2. Conditions de passage

Au rayon interne r_i , on écrira deux conditions de continuité : on aura toujours la continuité de la pression à l'interface des deux fluides, mais on pourra en outre rajouter la conservation du débit massique pour permettre de fermer le jeu d'équation :

$$(80.109) \quad (\rho_1 S_1 v_1)_{r_i} = (\rho_2 S_2 v_2)_{r_i},$$

avec $S_1 = 2\pi r_i h_1$ (respectivement $S_2 = 2\pi r_i h_2$) la section du milieu qui oscille en dessous de r_i (resp. au dessus de r_i). On peut retrouver la relation liant l'onde de pression à l'onde de vitesse grâce à l'équation d'Euler. Cela donne dans les 2 milieux $i = \{1, 2\}$:

$$(80.110) \quad \rho_i \frac{\partial v_i}{\partial t} = -\vec{\nabla} p_i.$$

En projetant suivant le rayon et exprimant la vitesse sous la forme $v_i = \underline{A}(r) e^{-i\omega t}$, on obtient les 2 équations suivantes :

$$(80.111) \quad -i\omega \rho_1 v_1 = K_1 [\alpha H_1^1(K_1 r) + \beta H_1^2(K_1 r)] \text{ et,}$$

$$(80.112) \quad -i\omega \rho_2 v_2 = K_2 [\zeta H_1^1(K_2 r)].$$

L'équation 80.109 donne alors que :

$$(80.113) \quad \frac{S_1}{c_{s,1}} [\alpha H_1^1(K_1 r_i) + \beta H_1^2(K_1 r_i)] = \frac{S_2}{c_{s,2}} [\zeta H_1^1(K_2 r_i)].$$

Cependant, du fait de l'équilibre hydrostatique au sein de la couronne, on doit avoir $h_i/r = c_{s,i}/v_{Kepl}$.¹⁰⁷ Or $S_1/c_{s,1} = 2\pi r_i h_i/c_{s,1} = 2\pi r_i^2/v_{Kepl}(r_i)$, valeur qui est indépendante du côté où on se trouve par rapport à la frontière r_i . On peut donc faire exactement le même raisonnement avec $S_2/c_{s,2}$. Ainsi on a la propriété remarquable que même s'il y a transition brutale des conditions physiques en r_i , on doit cependant avoir $S_1/c_{s,1} = S_2/c_{s,2}$ et l'équation de conservation de la masse se ramène alors simplement à :

$$(80.114) \quad \alpha H_1^1(K_1 r_i) + \beta H_1^2(K_1 r_i) = \zeta H_1^1(K_2 r_i).$$

et la continuité de la pression donne quant à elle :

$$(80.115) \quad \alpha H_0^1(K_1 r_i) + \beta H_0^2(K_1 r_i) = \zeta H_0^1(K_2 r_i).$$

J'épargnerai ensuite au lecteur la quelque'assez fastidieuse description des calculs menant à la résolution du système précédent, pour obtenir le résultat des coefficients α et β (on fait intervenir comme troisième équation la continuité de l'onde de pression en r_j exactement comme il a été fait aux chapitres précédents). On peut ainsi obtenir en fin de compte la perturbation en pression p_1 dans le milieu situé au dessus de r_i :

$$(80.116) \quad \underline{p}_1(r, t) = \delta p_0 \frac{NH_0^1(K_1 r) + DH_0^2(K_1 r)}{NH_0^1(K_1 r_j) + DH_0^2(K_1 r_j)} e^{-i\omega t},$$

avec,

$$(80.117) \quad N = H_1^2(K_1 r_i) H_0^1(K_2 r_i) - H_0^2(K_1 r_i) H_1^1(K_2 r_i), \text{ et,}$$

$$(80.118) \quad D = H_1^1(K_2 r_i) H_0^1(K_1 r_i) - H_0^1(K_2 r_i) H_1^1(K_1 r_i).$$

§ 80.3. Vers un réglage de l'amplitude du QPO?

Le processus de traitement des résultats est identique à celui adopté à la section concernant l'onde unidimensionnelle simple. Nous allons donc simplement appréhender l'effet de la variation du rapport entre les vitesses du son $c_{s,1}/c_{s,2}$ sur le spectre de puissance obtenu.

Celui-ci est visible sur la figure 75. La principale et remarquable conclusion que l'on peut tirer de ces graphes est que, conformément à nos prévisions, la prise en compte de la transmission de l'onde en dessous du rayon interne a une réelle conséquence sur le spectre de puissance et notamment sur la force du QPO observé. Ainsi, il semble que si la région interne en dessous du rayon interne r_i est adaptée en impédance (i.e, ici $c_{s,1} \sim c_{s,2}$), on arrive à complètement annuler le QPO, le spectre de puissance n'étant alors constitué que d'un continuum typique avec un bruit à bande limité et une coupure en ν^{-2} , ce qui est compatible avec une lorentzienne. Inversement, lorsque les vitesses du son dans les 2 milieux sont très différentes dans un sens comme dans l'autre, on retrouve le comportement typique vu à la section 1 de ce chapitre. On pourra noter aussi l'adoucissement des oscillations observées auparavant dans le spectre de puissance lorsque les impédances sont adaptées.

Ainsi, la force du QPO serait dans notre modèle relié au type de transition que l'on a au rayon interne du milieu oscillant : si la transition est très brutale, le QPO va être amplifié. Au contraire si les conditions physiques évoluent progressivement (i.e à l'échelle de la longueur d'onde) en r_i ,

¹⁰⁷Dans un un plasma en rotation Képlérienne, l'équilibre hydrostatique vertical se traduit par : $\partial P/\partial z = -\rho GM/r^2 \times z/r$. Avec $P = \rho c_s^2$, on obtient l'équation différentielle $\partial P/\partial z = -zGM/(c_s^2 r^3)P$ (analogue au modèle d'atmosphère isotherme). En l'intégrant, on obtient alors $P(z) = P_0 e^{-z^2/2h^2}$, avec $GM/(c_s^2 r^3) \equiv 1/h^2$ (où h est donc l'épaisseur caractéristique du disque). D'où, avec $v_{Kepl}^2 = GM/r$, $\epsilon = c_s/v_{Kepl}$.

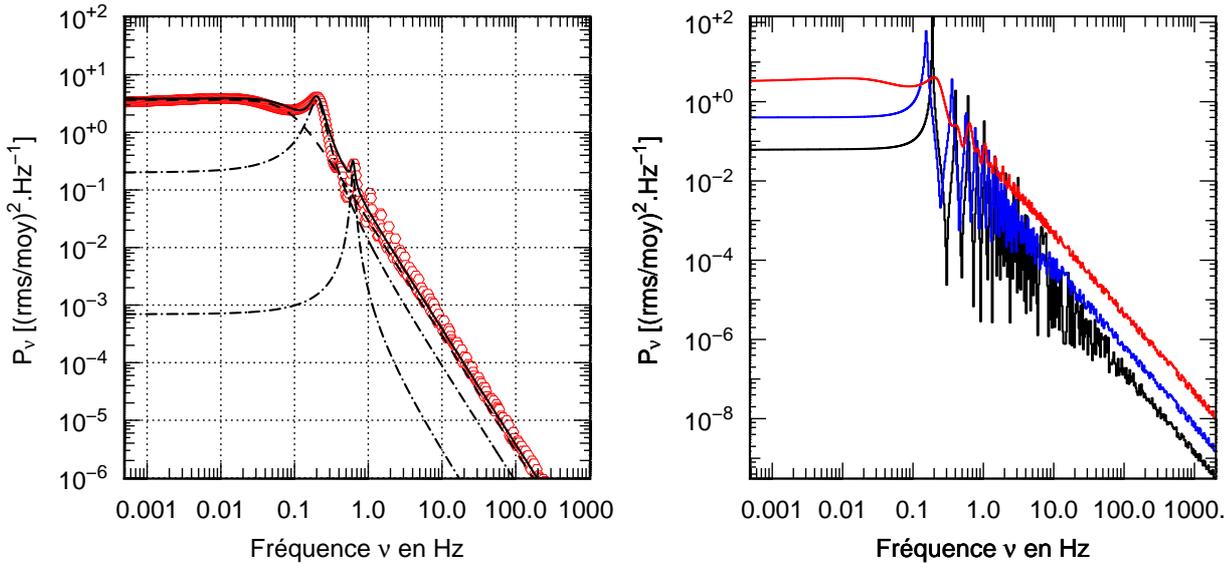


Fig. 75. À gauche : Spectre de puissance obtenu analytiquement avec un rapport entre les vitesses du son dans les deux milieux proches de 1 (ici $c_{s,2}/c_{s,1} = 1.2$). Le PSD ne présente alors qu'une petite résonance : il y a adaptation d'impédance (avec $c_{s,2}/c_{s,1} = 1$, on n'obtient même plus de résonance). En tirets et en tirets pointillés noirs sont tracés les ajustements par 3 lorentziennes, la somme étant représentée en traits pleins. À droite : Évolution du spectre de puissance avec la valeur du rapport des vitesses du son. En noir, $c_{s,2}/c_{s,1} = 10$, en rouge, $c_{s,2}/c_{s,1} = 1.2$ et en bleu, $c_{s,2}/c_{s,1} = 0.1$. On notera l'apparition du QPO sauf si les impédances sont adaptées (i.e, un saut en vitesse du son pas trop brutale). Les fréquences de résonances seront aussi légèrement décalées selon que la vitesse du son augmente ou diminue en dessous du rayon interne.

on peut s'attendre à ne plus observer de QPO. Des simulations numériques seront bien évidemment très utiles et importantes pour confirmer cette tendance en dehors du cadre restreint des hypothèses du calcul analytique.

11

Discussions

Plan du chapitre

1. Limites du traitement choisi	190
2. Implications des non-linéarités sur les observables	190
§ 81. <i>Les harmoniques dans les PSD, une conséquence du transfert de rayonnement?</i>	190
§ 82. <i>Le pivot et la variabilité basse énergie peuvent-ils être observés?</i>	192
3. Discussion des limites du modèle	193
§ 83. <i>Effets relativistes</i>	193
§ 84. <i>Rapport entre la fréquence de coupure du continuum et la fréquence du QPO</i>	194
4. Le modèle de couronne oscillante dans le contexte du paradigme d'accrétion-éjection	195
§ 85. <i>De la diminution de la variabilité lorsque r_j diminue</i>	196
§ 86. <i>Des ordres de grandeurs des vitesses de propagation utilisées</i>	196
§ 86.1. <i>Un profil non homogène de vitesse de propagation?</i>	196
§ 86.2. <i>Vitesse de propagation dans un plasma magnétisé</i>	197
5. Modèle-dépendance des simulations	197

EN fin de compte, on peut considérer que notre étude se révèle tout à fait encourageante à plusieurs niveaux. En effet, l'originalité de notre étude provient surtout du fait que nous avons abordé le problème de la variabilité dans les binaires-X en ne dissociant pas les effets de transfert radiatif des mécanismes physiques sous-jacents¹⁰⁸, ce qui a encore été rarement effectué (on pourra cependant citer les travaux récents de Życki & Sobolewska 2005 et de Sobolewska & Życki 2006 qui auraient tendance à ressembler à notre étude, mais les processus donnant naissance aux fluctuations se révèlent assez différents).

Ensuite, nous avons remarqué que si une onde de pression s'établissait dans une partie d'un milieu chaud et relativement dense telle que la couronne, et quand bien même l'instabilité à l'origine de cette onde ne serait pas sélective en fréquence, le transfert radiatif au sein de ce milieu a alors un effet "passe-bas" et expliquerait l'allure générale des spectres de puissance observés. Si de plus on rajoute des conditions aux limites bien précises à la couronne, nous avons montré qu'il était alors possible d'engendrer une résonance à une fréquence de l'ordre de celle observée pour les QPO BF.

¹⁰⁸même si la rétroaction du transfert radiatif sur le milieu n'a pas été prise en compte à cause de la conception linéaire du code MC...

Enfin, quantitativement, le niveau de la variabilité atteinte semble compatible avec le niveau observé dans les états durs des binaires-X. Je rappellerai à cet effet les principaux et remarquables nouveaux résultats que j'ai obtenus avec mon modèle. Cette étude donne notamment :

- Une description quantitative de la forme générale des spectres de puissance des états durs des binaires-X à basses fréquences. Ceux-ci exhibent alors trois composantes typiques telles qu'un bruit à bande limitée, une coupure à ν_{coup} , un QPO basse fréquence et une évolution du PSD proportionnelle à ν^{-2} pour les hautes fréquences.
- Les ordres de grandeur des fréquences de coupure et ou des QPOs obtenus avec des paramètres géométriques et physiques raisonnables pour notre couronne sont compatibles avec ceux généralement observés.
- Les spectres de puissance obtenus évoluent en s'élargissant et en diminuant d'intensité lorsque le rayon extérieur de la couronne r_j diminue.
- De même, la variabilité (QPO et composante aperiodique) semble augmenter avec l'énergie dès lors que l'on se situe au dessus du pivot.
- Enfin, des sophistications du modèle en rajoutant des hypothèses simples, par exemple en imaginant une transmission de l'onde au rayon interne r_i , permettent de régler la force du QPO obtenu.

Discutons à présent des implications que tous ces résultats auront sur la prédiction d'observables et/ou sur les modèles d'émissions élaborés. Je commencerai tout d'abord cette partie en examinant les limites inhérentes à notre méthode de traitement du problème.

1. Limites du traitement choisi

On l'a déjà mentionné au chapitre 9, une première limitation de notre modèle est lié au caractère linéaire du code Monte-Carlo utilisé. En effet, le flux oscillant de photon obtenu ne rétroagit pas sur l'onde de pression mise en entrée. Une ouverture possible serait donc d'utiliser un code Monte-Carlo non linéaire.

Un autre problème provient de la modélisation du comportement à haute fréquence. En effet, nous avons vu qu'à partir de quelques Hz la modélisation telle qu'elle a été menée ne permettait pas de contraindre la forme du spectre de puissance. En effet, dans ce cas l'atténuation des fonctions de Bessel atteint des valeurs telles que la détection d'une éventuelle oscillation dans le flux sortant se révèle infructueuse, noyée dans le bruit d'origine statistique. On pourrait tout aussi bien augmenter le nombre de photons de chaque simulation, mais il faut quand même rappeler que pour les observations astrophysiques comme pour les simulations Monte-Carlo le rapport signal à bruit évolue en $S/N \propto \sqrt{n_{ph}}$. Or d'après notre calcul analytique, le nombre de photons modulés va évoluer de façon inversement proportionnelle à ν , ce qui signifie que le rapport signal à bruit diminue en $1/\sqrt{\nu}$. Cela veut dire concrètement que si on a un rapport signal à bruit de 1.5 à 10 Hz (ce qui est le cas pour nos simulations), pour pouvoir simuler correctement le comportement jusqu'à 10 Hz, il faudra donc multiplier par 11 le temps de calcul (on obtient alors $S/N = 5$). Peut-être pouvons nous donc améliorer d'un ordre de grandeur notre modélisation, mais modéliser le spectre jusqu'au kHz semblera difficile.

2. Implications des non-linéarités sur les observables

§ 81. Les harmoniques dans les PSD, une conséquence du transfert de rayonnement?

Il est important de remarquer que l'étude concernant les limites de la linéarité du transfert radiatif est relativement indépendante de l'hypothèse de l'origine de la variabilité : on peut supposer que celle-ci est due à une onde de pression comme je l'ai fait, mais aussi à un phénomène dont la physique sous-jacente serait différente. En effet, j'ai montré que si un milieu

comptonisant présente une modulation en température, on s'attend à ce que la réponse linéaire ou non-linéaire à cette modulation dépende de l'énergie.

Ainsi, la comptonisation de cette région engendre une modulation du spectre. Si on se situe dans des bandes d'énergie où la réponse est fortement linéaire, la probabilité de présence d'harmoniques dans le spectre de puissance sera faible et inversement dans des bandes d'énergie où $C_{quad}\epsilon \gg C_{lin}$.

Ce phénomène permettrait en tous cas d'expliquer qualitativement le comportement observé de l'évolution de la force relative des harmoniques dans les spectres de puissance en fonction de l'énergie. En effet, si on se réfère à la figure 76, on s'aperçoit, sur l'exemple de XTE J1550-564, que la contribution de l'harmonique du QPO tend à atteindre un maximum pour des gammes d'énergie intermédiaires (ici, entre 2 et 10 keV) : au delà, l'harmonique semble disparaître sans pour autant que le fondamental ne faiblisse. Or, avec nos simulations de différentes SED, il apparaît en examinant la figure 64 de droite de plus près (page 169) que lorsque l'énergie est comprise entre 4 (après le pivot) et 8 keV, la composante quadratique n'est plus du tout négligeable puisque $C_{quad}\epsilon > C_{lin}$ dans cette zone.

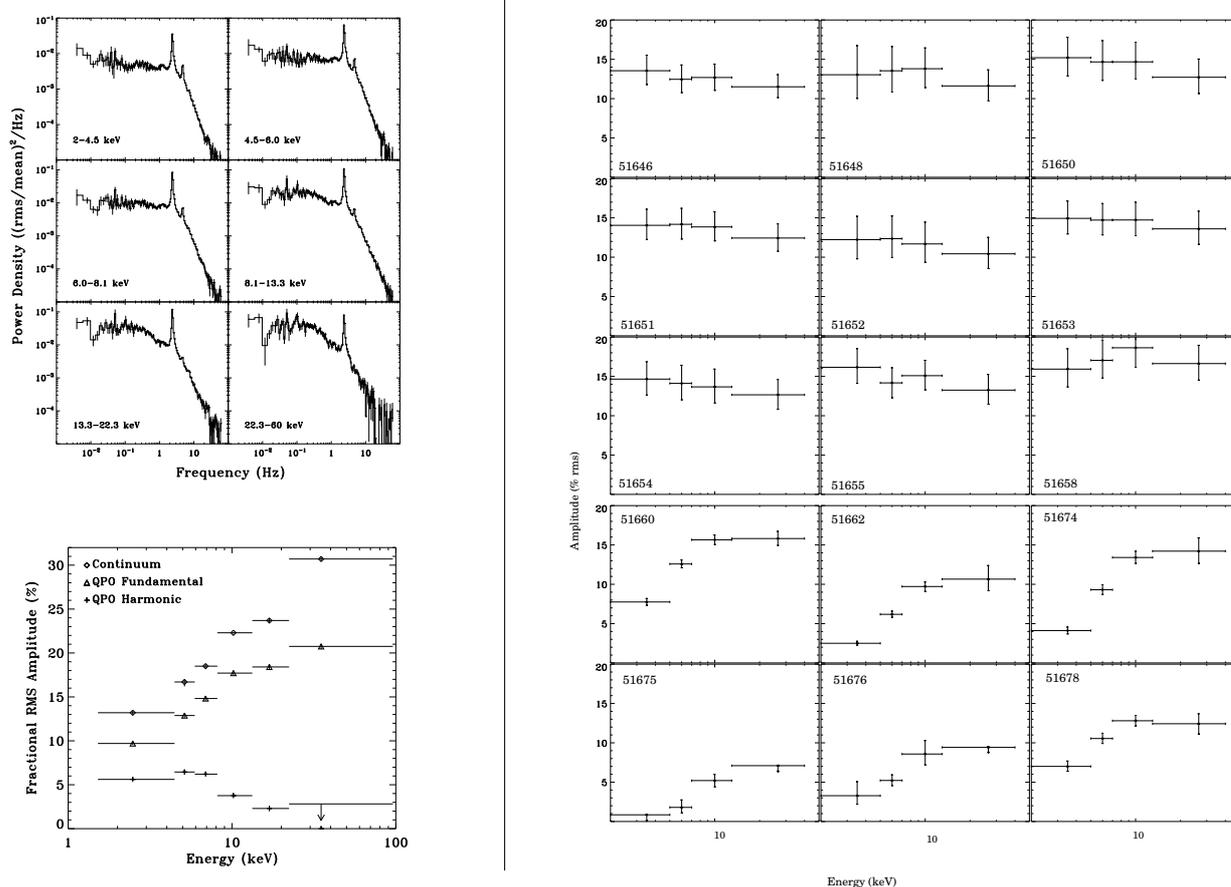


Fig. 76. À gauche : spectres de puissance (PSD) de XTE J1550-564 dans différentes bandes d'énergie en septembre 1998. On constate la nette disparition de l'harmonique du QPO à haute énergie. Au centre : Contribution de chacune des composantes du PSD en fonction de l'énergie. La puissance est normalisée à la variabilité (en unité de rms) totale. Figures tirées de Cui *et al.* (1999). À droite : Mêmes spectres de QPO pour la source observée un an et demi après (avril-juin 2000, dates en MJD dans chaque graphe). Figure tirée de Rodriguez *et al.* (2004).

Voici donc un des résultats que l'on pourrait mettre au crédit de notre modélisation : en effet, d'un point de vue qualitatif, une explication plausible de l'apparition des harmoniques pour

des énergies intermédiaires et leur disparition vers les hautes énergies pourrait être d'origine purement radiative : le milieu, pour des énergies intermédiaires, réagit de façon non-linéaire aux sollicitations externes, mais pour de plus hautes gammes d'énergie ce comportement disparaîtrait. Il est amusant de noter que nos simulations font d'ailleurs ressortir le maximum du comportement non linéaire entre 4 et 8 keV, ce qui est la gamme d'énergie du maximum observé pour la première harmonique dans les données de XTE J1550-564...

En outre, au vu de nos résultats, on s'attendrait donc à prédire une réapparition des harmoniques pour les hautes énergies (≥ 200 keV). Les moyens actuels d'observation ne permettent évidemment pas pour l'instant d'accéder à de telles confrontations, mais les successeurs d'RXTE (EXTRA et/ou RAE, s'ils voient le jour) seraient forts utiles s'ils offraient une telle opportunité¹⁰⁹.

Il convient cependant de modérer cette affirmation dans la mesure où la position de la zone où le comportement quadratique est amplifié va dépendre des paramètres d'entrée que l'on se donne : ainsi, plus la température de la composante molle va augmenter, plus la position du pivot va se décaler vers les hautes-énergies et inversement.

De la même façon, on peut s'attendre à une augmentation progressive de la force du QPO ainsi que de la variabilité à haute énergie du fait de la croissance du terme C_{lin} . Or, dans XTE J1550-564, Rodriguez *et al.* (2004) constatent qu'il est fort probable que la force du QPO (en pourcentage de la rms, cf figure 76 de droite) baisse pour les hautes énergies (15-40 keV), mais ce fait n'est pas encore très bien élucidé puisqu'au contraire Cui *et al.* (1999) (cf aussi figure 76 de gauche) montrent que si cette limitation existe celle-ci doit être observée à des énergies supérieures à 60 keV. En tout état de cause, les limitations en terme de moyens d'observations fiables pour sonder la variabilité temporelle dans ces si hautes gammes d'énergie ne nous permettent pas pour l'instant de contraindre correctement notre modèle.

§ 82. Le pivot et la variabilité basse énergie peuvent-ils être observés?

Si les simulations pour tester la limite de linéarité ont été réalisées avec une température des photons mous relativement haute (0.7 keV), j'ai en outre testé l'effet d'un abaissement de cette température sur la position du pivot. Ainsi, il apparaît qu'avec $kT_{mous} = 0.2$ keV par exemple, on constate que le pivot va se situer dans ce cas-là en dessous de 2 keV. Or, dans le cadre de mon modèle simulant l'état dur, on s'attend donc à ce que la variabilité diminue lorsqu'on se rapproche du pivot par valeurs supérieures (cf baisse de C_{lin} et C_{quad}).

Il serait donc très intéressant de tester cet éventuel effet avec des instruments permettant de sonder ces basses énergies. Si le PCA voit sa sensibilité chuter en dessous de 2 keV, XMM pourrait sûrement être une bonne alternative malgré l'absorption photoélectrique du milieu interstellaire qui devient non négligeable dans ces gammes d'énergie.

Ainsi, au risque de se répéter mais pour préciser cette analyse, pour des basses températures de disque (ce qui est plus souvent le cas lorsqu'on se situe dans un état dur), la chute de variabilité si elle existe, sera difficilement observable techniquement. Or on sait d'autre part que la température du disque est assez bien corrélée avec l'indice de la loi de puissance du spectre. Aussi, on doit avoir augmentation de la température du disque avec l'évolution vers l'état mou, et la position du pivot doit donc croître de même. Il est alors amusant de remarquer que pour des températures allant de 0.3 à 1 keV, le pivot va alors se situer entre 3 et 10 keV. Du coup, ce modèle pourrait peut-être expliquer une partie de la chute de la variabilité observée lors de la transition vers les états mous, surtout dans les bandes d'énergie les plus basses... Dans le futur,

¹⁰⁹PCA, le seul instrument avec une surface collectrice suffisamment grande pour obtenir des spectres de puissance exploitables voit en effet sa sensibilité chuter drastiquement au delà de 60 keV

de plus amples simulations avec des spectres s'approchant de l'état mou devront pour cela être menées afin de confirmer cette tendance très intéressante.

3. Discussion des limites du modèle

Examinons à présent les limitations inhérentes à notre modèle soit de par ses hypothèses trop simplistes, soit par confrontations de nos résultats avec quelques observations.

§ 83. Effets relativistes

Dans toute la modélisation que nous avons réalisée, nous n'avons pris en compte, ni les effets de relativité générale, ce qui nécessiterait alors de reprendre les calculs en métrique de Schwarzschild, ni même l'effet de la rotation de la couronne sur les courbes de lumière. Sans aborder le calcul en relativité générale, on peut tout à fait évaluer de façon assez grossière ces effets dans le cadre de la relativité restreinte. En effet, si la zone qui subit l'onde de pression tourne à la vitesse Képlérienne, l'onde perçue par l'observateur va changer s'il observe la partie s'approchant ou s'éloignant de lui de la couronne.

Si la couronne dans son ensemble n'est pas résolue par l'instrument (ce qui est malheureusement toujours le cas jusqu'à présent!), tout phénomène oscillant à la fréquence ν sera alors élargi par effet Doppler. Et cet élargissement doit augmenter lorsque la distance à laquelle se trouve la zone oscillante diminue. Ce sera en fait l'exact pendant de l'élargissement des raies d'émission d'objets en rotation mais dans le domaine des ondes acoustiques.

Quantitativement, si on désire évaluer l'influence de la rotation, il suffira de supposer que toute notre étude précédente est valide dans le référentiel propre (qui est cependant un référentiel en rotation, donc pas tout à fait d'inertie au sens de la relativité restreinte) et qu'il suffit ensuite de composer les résultats avec les transformations de Lorentz pour obtenir les grandeurs réellement observées. On perçoit dès lors que ce phénomène ne sera pas très fort si c'est la zone proche du rayon de transition r_j qui est responsable de la variabilité et que r_j est grand (de l'ordre de $100r_i = 300R_s$). En effet, au maximum l'effet Doppler d'un mécanisme oscillant à la fréquence ν vue par la tranche dans cette portion de couronne sera donné par la relation suivante :

$$(83.119) \quad \nu_{obs} = \frac{\nu}{\Gamma(1 \pm \beta)},$$

le signe \pm se référant soit à la composante qui s'éloigne de l'observateur (+), soit à celle qui s'en rapproche (-). De plus, si la région proche de r_j est en rotation Képlérienne, on aura :

$$(83.120) \quad \beta = \frac{v_{Kepl}}{c} = \sqrt{\frac{R_s}{2r_j}}, \text{ et,}$$

$$(83.121) \quad \Gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{R_s}{2r_j}}}.$$

En prenant $r_j = 300R_s$, on obtient que le décalage relatif en fréquence n'est alors que de $(\delta\nu/\nu)_{r_j} = \pm 4\%$ ($\delta\nu = \nu_{obs} - \nu$). Cela n'aura donc peut-être pas beaucoup d'incidence sur la forme du QPO ni même sur la forme générale du spectre de puissance, cependant on pourrait concevoir que ce phénomène contribue à le "lisser" en supprimant les nombreuses oscillations observées, notamment les creux qui sortent de nos simulations pour les fréquences situées au delà de la fréquence de coupure du spectre de puissance : les effets relativistes doivent convoluer le spectre de puissance obtenu avec une fonction dont la largeur sera grosso-modo

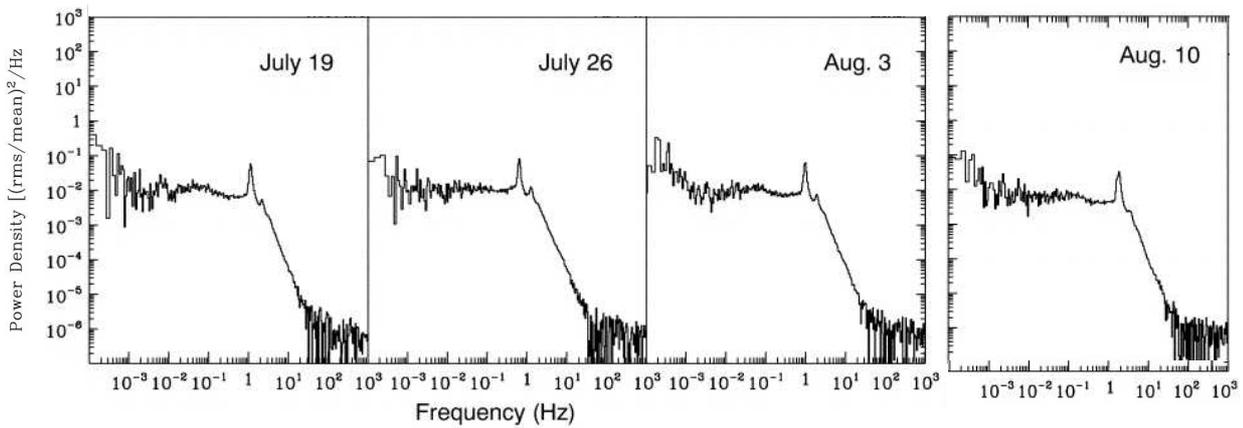


Fig. 77. Spectres de puissance de GRS 1915+105 tirés de Morgan *et al.* (1997) lorsque la source occupe son état le plus “dur” pendant les mois de Juillet-Août 1996.

de δv .¹¹⁰ Évidemment, lorsque r_j va se rapprocher de r_i , cet effet devrait aussi s’accroître avec un élargissement qui devrait même atteindre une valeur de $(\delta v/v_{QPO})_{r_i} = \pm 54\%$. Cela signifie que, si QPO il y a, il devrait être alors fortement “dilué” lorsque l’on va se rapprocher de l’état mou par les effets relativistes (à r_i , $v_{max,obs} = 1.54 \times v_{QPO}$ et $v_{min,obs} = 0.65 \times v_{QPO}$).

§ 84. Rapport entre la fréquence de coupure du continuum et la fréquence du QPO.

Nous avons pu remarquer que dans toutes nos simulations la fréquence de la résonance v_{QPO} , que l’on a pour notre part associée à un QPO, était toujours de l’ordre de grandeur de la fréquence de coupure v_b . En gros, dans mon modèle, le QPO se situera toujours à la coupure du spectre de puissance. Il convient donc de se poser la question de savoir qu’en est-il réellement en comparaison avec les observations et notamment d’un lien éventuel qui lierait v_b à v_{QPO} .

- Si on s’intéresse tout d’abord à certaines binaires-X à trou noir telles que GRS 1915+105 ou XTE J1550-564 on peut constater que quelques observations présentent un spectre de puissance qui ressemble vraiment en beaucoup de points à ceux que nous avons modélisé : on pourra à titre de comparaison se référer à la figure 76 page 191 tirée de Cui *et al.* (1999) pour XTE J1550-564 ainsi qu’à la figure 77 page 194 pour l’état le plus dur de GRS 1915+105. Dans ces 2 cas, le spectre de puissance présente comme dans nos simulations un large bruit à bande limitée, puis une chute en intensité et enfin un QPO dont la fréquence est alors proche de la fréquence de coupure.
- De plus, en procédant à une recherche plus systématique sur un nombre d’objets moins restreint, on peut constater, en se basant sur Wijnands & van der Klis (1999) et Belloni *et al.* (2002), que la fréquence du QPO basse fréquence semble relativement bien corrélée avec la fréquence de coupure du continuum v_b , cf figure 15 page 35. C’est la relation WK vue dans la partie introductive. On pourra remarquer que notre modèle prévoit donc bien une telle corrélation.
- Néanmoins, en étant plus critique, il semble d’après ces mêmes auteurs qu’il y ait une certaine dispersion dans cette corrélation et que dans la majorité des sources on ait plus souvent $v_{QPO} > v_b$ (surtout visible dans les graphes de gauche de la figure 15) même si

¹¹⁰Cette fonction risque fort d’ailleurs de ne pas être symétrique à cause des effets de relativité générale, mais là n’est pas le propos.

des cas où $\nu_{QPO} \sim \nu_b$ existent. Or ici nos simulations ne semblent pas pouvoir laisser trop de champ libre à la position relative du QPO par rapport à la fréquence de coupure.

Cette dispersion mise en évidence par les observations amène deux conclusions : soit il faudra perfectionner le modèle en ajoutant un mécanisme qui puisse faire varier légèrement la position du QPO en fonction de la coupure (par exemple en envisageant que la transmission au rayon interne dépende de la fréquence ou que le plasma soit dispersif vis à vis de l'onde en pression), soit le QPO est issu d'un mécanisme excitateur différent que celui du continuum comme l'instabilité d'accrétion-éjection (AEI, (Tagger & Pellat 1999)).

D'un autre côté, on pourra aussi remarquer que notre modèle simple ne semble pas reproduire non plus la corrélation observée dans GRO J1655-40 entre la fréquence du QPO et la valeur du rayon interne du disque standard (Rodriguez *et al.* 2002b; Sobczak *et al.* 2000) (pour GRS 1915+105 par contre, on observe que la fréquence du QPO augmente lorsque le rayon interne diminue, ce qui est plus compatible avec notre modèle) : si on associe notre r_j et le rayon interne r_{int} du disque standard, en adimensionnalisant les fréquences et les rayons internes en fonction de la fréquence képlérienne à la dernière orbite stable (LSO) et du rayon de la LSO, Varnière *et al.* (2002) montrent que la fréquence du QPO a tendance à augmenter progressivement lorsqu'on se rapproche de la LSO jusqu'à atteindre un maximum, puis à diminuer ensuite brutalement lorsqu'on atteint la LSO. Pour garder l'idée de base de notre modèle et comme dans notre cas la fréquence du QPO est de l'ordre de c_s/r_j , il faudrait que la vitesse du son diminue aussi brutalement (en $r_j^{-\alpha}$ avec nécessairement $\alpha > 1$) pour être compatible avec les observations. Notons qu'un tel comportement de la vitesse du son n'est pas, à priori, aberrante.

Notons toutefois que Varnière *et al.* (2002) interprètent ces données de façon très satisfaisante dans le cadre de l'instabilité d'accrétion-éjection (AEI) et que celle-ci pourrait tout aussi bien être responsable de la production des QPOs basse fréquence.

Enfin, nous avons vu qu'au dessus du pivot la phase était sensiblement constante avec l'énergie (ce qui est normal puisque le temps moyen du trajet du photon dans la couronne est sensiblement inférieur à la période des phénomènes étudiés dans tous les cas que nous avons imaginé pour l'instant). Cela signifie que si notre modèle était responsable de la formation des QPOs basses fréquences, il ne pourra alors s'agir que de QPOs de type A, i.e avec un retard positif ou nul, les QPOs de type C et B devant être dûs à des mécanismes différents. Pourtant, la forme générale des spectres de puissance que j'obtiens avec mon modèle ressemble plus à ceux associés aux QPOs de type C (Casella *et al.* 2004).

4. Le modèle de couronne oscillante dans le contexte du paradigme d'accrétion-éjection

L'insertion de notre modèle pourrait se faire assez naturellement dans le cadre du paradigme d'accrétion-éjection (SMAE) appliqué aux binaires-X développé par l'équipe *SHERPAS* dans la mesure où la couronne serait alors soit située à la base du jet MHD (Ferreira *et al.* 2006), soit même dans le disque faiblement radiatif nommé (le JED) qui adoptent tous les deux une géométrie cylindrique. Notre couronne oscillante se retrouverait alors en deçà du disque standard (SAD) et les instabilités donnant lieu à l'onde de pression pourraient alors provenir du brusque changement de la nature du milieu en r_j .

Les résultats que j'ai obtenus en premier lieu avec mes simulations semblent ainsi aller dans le sens de l'interprétation de la transition entre états que donne Ferreira *et al.* (2006) : ainsi, si la diminution du rayon r_j (qui, chez Ferreira *et al.* 2006 est lié à la magnétisation du milieu) permet de passer d'un spectre plutôt dur à un spectre plutôt mou, **mes simulations** montrent que cette même diminution du rayon r_j permet de décrire relativement bien la **transition** depuis l'**état dur**

jusqu'à l'état mou dans les spectres de puissance simulés, i.e pour le comportement temporel. De même, la variabilité semble un peu diminuer.

§ 85. De la diminution de la variabilité lorsque r_j diminue

On a mentionné au § 61.2 dans le cadre du calcul analytique et au § 76 avec nos simulations numériques le fait que la variabilité semble légèrement diminuer lorsque le rayon de transition diminue. Encore une fois, ceci est tout à fait compatible avec le comportement que l'on observe lors de la transition vers les états mous des binaires à trou noir (cf partie introductive de ce manuscrit concernant la variabilité). Cependant, la relative faiblesse de la baisse enregistrée pourrait nous amener à critiquer une des hypothèses de départ de notre modèle. La plus raisonnable pourrait être celle du mécanisme excitateur de l'onde que nous avons totalement et sciemment occulté dans notre étude et qui est représenté par le paramètre A (équation 60.87 page 146). En effet, celui-ci a été pris comme une constante quelque-soient la fréquence ν ou le rayon de transition r_j . Évidemment, en premier lieu l'hypothèse de "bruit blanc" à laquelle nous avons procédé est sûrement assez éloignée de la réalité dans la mesure où on peut aisément imaginer que les instabilités donnant naissance à l'onde soient plus sélectives en fréquence. Pour trouver le spectre de puissance résultant, il suffira alors de multiplier les spectres obtenus ci-avant avec le spectre de puissance de la source de l'excitation¹¹¹. Cependant, cet effet va surtout changer la forme générale du spectre de puissance qui par ailleurs est déjà en assez bon accord avec les observations.

Pour rendre compte de la chute de la variabilité lors de la transition vers les états mous, il se peut alors que le paramètre A dépendent aussi de r_j . Pour que la variabilité intégrée diminue suffisamment lorsque r_j diminue, il faut que A soit une fonction croissante de r_j . En paramétrisant A par une loi de puissance du type $A \propto r_j^\psi$, on peut alors contraindre une valeur inférieure pour ψ : à titre d'exemple, nos simulations donnent qu'en prenant $\psi \geq 0.5$, la variabilité intégrée se remet à fortement chuter lorsque r_j diminue. Il va sans dire que ce paramètre ψ sera évidemment très modèle-dépendant.

§ 86. Des ordres de grandeurs des vitesses de propagation utilisées

La valeur du paramètre c_s déterminant la position relative des fréquences typiques obtenues dans mes simulations (puisque $\nu_b \sim \nu_{QPO} \sim c_s/r_j$), il est important d'analyser à présent si les valeurs trouvées pour obtenir de "bons" spectres de puissance sont compatibles avec celles que l'on s'attend à trouver dans une couronne.

§ 86.1. Un profil non homogène de vitesse de propagation?

On a pris dans toute notre étude une couronne relativement homogène pour le profil en vitesse du son. En réalité, même si une couronne ne peut être assimilée à un disque standard du fait de son caractère optiquement mince, on pourrait toutefois évaluer un ordre de grandeur de celle-ci au voisinage du rayon externe r_j en reprenant la loi de décroissance en $r^{-3/4}$ caractéristique de ceux-ci (équation 6.12), faute d'autres modèles plus pertinents. Ainsi, le profil des vitesses du son dans une couronne à l'équipartition devrait dans ce cas suivre une loi en $c_s \propto r^{-3/8}$. Et, pour un rapport $r_j/r_i = 100$, et une température en r_i de 100 keV, on obtiendra une température en r_j

¹¹¹En effet, en régime linéaire la courbe de lumière obtenue $F(t)$ peut s'écrire comme le produit de convolution entre le terme source $F_{src}(t)$ et la réponse impulsionnelle $h(t)$: $F(t) = F_{src} \otimes h(t)$. En prenant la transformée de Fourier, le produit de convolution devient un simple produit.

Onde	Expression
Acoustique	$c_s = \sqrt{\gamma \frac{kT}{m_p}}$
Cyclotronique	c_s
Lente	$c^- = \sqrt{\frac{1}{2}(v_A^2 + c_s^2 - ((v_A^2 + c_s^2)^2 - 4v_{A,p}^2 c_s^2)^{1/2})}$
Alfvén	$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$
Rapide	$c^+ = \sqrt{\frac{1}{2}(v_A^2 + c_s^2 + ((v_A^2 + c_s^2)^2 - 4v_{A,p}^2 c_s^2)^{1/2})}$

Tab. 5. Types d'ondes ioniques et expression de leurs vitesses de propagations. c_s est la vitesse du son, v_A la vitesse d'Alfvén, ($v_{A,p}$ sa composante poloïdale qu'on supposera être de l'ordre de $v_A/\sqrt{2}$), B_0 le champ magnétique et ρ la masse volumique du plasma.

de 3 keV et une vitesse du son $c_s(r_j) = 7 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$. Cet effet aura donc tendance à diminuer la fréquence typique (i.e de coupure ou du QPO) dans nos spectres de puissance, mais pas de façon drastique, étant donné le faible exposant de la dépendance en r_j .

§ 86.2. Vitesse de propagation dans un plasma magnétisé

Si l'onde se produit dans un milieu qui commence à être fortement magnétisé à grande échelle on pourra utiliser les expressions du tableau 5. Comme je me suis intéressé aux processus de transfert de rayonnement à travers un plasma soumis à des fluctuations en température, il convient donc d'identifier les ondes susceptibles d'en produire. Or les ondes d'Alfvén présentent la particularité de n'engendrer aucune fluctuation en densité ou en pression et donc en température pour un plasma en transformation adiabatique. Celles-ci ne contribueront donc pas aux fluctuations dans les courbes de lumière obtenues si le flux X provient en majeure partie de la couronne par comptonisation comme dans mon modèle. **Seules nous intéresserons donc les deux ondes magnétosoniques lentes et rapides dans la couronne.**

Dans ce cas là, lorsque le plasma sera proche de l'équipartition l'équipartition, on aura alors :

$$(86.122) \quad \gamma \rho_0 kT \simeq \frac{B_0^2}{2\mu_0},$$

d'où en divisant par $\rho_0 \times m_p$:

$$(86.123) \quad c_s^2 \simeq \frac{kT}{m_p} \simeq \frac{B_0^2}{2\mu_0} = v_A^2.$$

On peut montrer qu'à l'équipartition les vitesses magnétosoniques lentes et rapides seront du même ordre de grandeur : en effet, les vitesses du son et d'Alfvén sont égales et en faisant un développement limité de c^+ et c^- autour de c_s , on trouve dans ce cas là, toujours en s'aidant des formules du tableau 5 que $c^- \simeq 0.54c_s$ et $c^+ = 1.31c_s$.¹¹²

5. Modèle-dépendance des simulations

Je voudrais enfin terminer ce chapitre et cette partie sur la discussion du degré de modèle-dépendance des travaux que j'ai entrepris. En effet, il est important à mon sens d'identifier les paramètres qui, dans mes simulations, relèvent d'observables directs et ceux qui sont basés sur un a priori théorique.

¹¹²En prenant pour la vitesse d'Alfvén poloïdale $v_{A,p} = \sqrt{2}/2 \times v_A$.

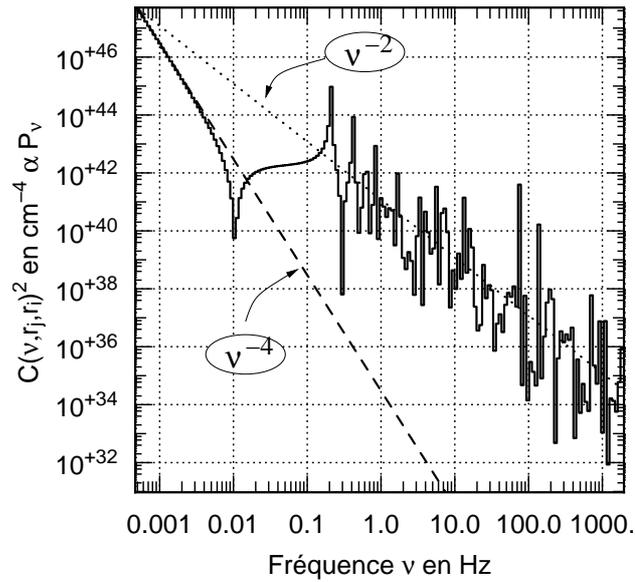


Fig. 78. Spectre de puissance calculé dans la même approximation linéaire qu'au chapitre 8, mais pour une géométrie sphérique. Les valeurs des paramètres sont alors $r_i = 10^7 \text{ cm}$, $r_j = 10^9 \text{ cm}$ et $c_s = 4.1 \times 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$. À basse fréquence, le spectre de puissance diminue en ν^{-4} tandis qu'à plus hautes fréquences ce comportement s'adoucit en ν^{-2} . La fonction $C(\nu, r_i, r_j)$ est l'homologue de la fonction $B(\nu, r_i, r_j)$.

Tout d'abord occupons nous d'identifier les hypothèses principales de notre problème : la première de celle-ci est la géométrie cylindrique adoptée de la couronne et qui est responsable de la modulation de l'amplitude par une combinaison de fonctions de Bessel. Ce sont ces fonctions qui sont en partie responsables des caractéristiques remarquables que nous avons pu mettre en évidence dans les spectres de puissance obtenus après le transfert radiatif. Cette géométrie cylindrique découle assez naturellement des modèles où la couronne est située à la base du jet tels que ceux de Markoff *et al.* (2001), mais on peut noter tout de même que de nombreux modèles différents semblent aussi se baser sur une telle configuration. En effet, on pourra citer les modèles d'émission de type "slab" tels que ceux décrits par Poutanen & Svensson (1996); Haardt & Maraschi (1993, 1991).

Seuls les modèles de type ADAF prévoient alors une géométrie différente (plutôt de type sphérique) mais, indépendamment du fait qu'ils semblent tomber en désuétude comme nous l'avons brièvement vu au premier chapitre, on pourrait tout à fait employer nos simulations dans une telle configuration. Le problème est d'ailleurs relativement simple puisqu'on sait que la solution de l'équation de propagation est alors une onde sphérique et en gardant les mêmes conditions aux limites que précédemment, on trouve que la solution en pression doit s'écrire :

$$(86.124) \quad \underline{p}(r, t) = \delta p_o \frac{r_j \sin[K(r - r_i)]}{r \sin[K(r_j - r_i)]} e^{-i\omega t}.$$

Ainsi, si on se place dans l'approximation linéaire, on peut assez facilement en déduire le spectre de puissance que l'on doit obtenir dans ce cas. Celui-ci est visible sur la figure 78. On constate dans ce cas que la solution se révèle légèrement différente surtout pour les basses fréquences : il semble que le bruit à bande limitée ne soit ici plus constant, puisque lorsque la fréquence diminue la variabilité semble diverger. Ceci est très différent de ce que nous avons pu remarquer dans toute notre étude et aussi de ce qui est couramment observé.

Cependant, notre modèle avec propagation unidimensionnelle est tout de même basé sur l'existence d'un rayon externe et c'est lui principalement lui qui va déterminer l'évolution de la

variabilité. Il faut notamment que sa valeur ne soit pas trop grande pour que l'on puisse observer la zone de bruit à bande limitée. Si les modèles de type "slab", dans lesquels la couronne est située au dessus du disque, sont valides, il semble alors difficile de modéliser la variabilité seulement par cette onde cylindrique unidimensionnelle. On pourra toutefois remarquer que dès lors que la propagation n'est plus unidimensionnelle, on a montré que la fréquence de coupure dépendait alors de la hauteur du milieu $\nu_b \sim c^-/h$. Ainsi, le paramètre de contrôle de la variabilité devient ici la hauteur du plasma oscillant.

Partie V

Conclusion et Perspectives

Conclusion et Perspectives

LE but de ma thèse était de contraindre à la fois de manière théorique et observationnelle la variabilité rapide observée dans les binaires-X. Ces objets présentent en effet un comportement exceptionnellement irrégulier à haute énergie et en particulier dans leurs états durs. La modélisation des variations aperiodiques mais aussi quasi-periodiques observées dans le flux X de ces objets dans des gammes de fréquence relativement élevées doivent permettre, au même titre que l'analyse des densités spectrales en énergie, de contraindre la physique gouvernant leur émission.

- **Un cas concret de binaire-X : IGR J19140+0951.** Avant de tenter une modélisation générale de la variabilité de ces objets, il m'a paru important de consacrer une partie de mon travail à l'analyse complète, c'est à dire autant spectrale que temporelle, d'un cas concret de binaires-X. Cette étude s'est déroulée sur la source IGR J19140+0951 détectée pour la première fois le 6 Mars 2003 par *INTEGRAL* dans le champ de vue d'IBIS/ISGRI de GRS 1915+105. Cette analyse a été effectuée en deux temps.

(1) Tout d'abord **la phase de découverte** : pour pouvoir procéder à une évaluation quantitative ultérieure de ses caractéristiques spectrales et temporelles, je me suis chargé d'affiner la position obtenue dans les premières observations. En effet, la première détection avait été réalisée avec la première version d'OSA qui présentait alors un défaut dans l'estimation de l'erreur sur la localisation des sources pour les données ISGRI. L'utilisation d'OSA 3.0 nous a permis à l'époque d'obtenir une meilleure position avec IBIS.

En complément de cette tâche, j'ai utilisé un logiciel différent (Lund *et al.* 2004) pour contraindre la position de la source donnée cette fois par JEM-X. J'ai ainsi montré qu'IGR J19140+0951 y était alors clairement détectée dans 9 fenêtres d'observation différentes à partir de 8 keV. Cependant, j'ai pu mettre en évidence une déviation systématique des positions données par le logiciel utilisé. J'ai pu résoudre ce problème en prenant GRS 1915+105 comme "ancree" et en déduire la localisation de la source avec JEM-X. En réalisant la moyenne pondérée des résultats d'IBIS et de JEM-X j'ai pu obtenir la meilleure position *INTEGRAL* d'IGR J19140+0951 (Cabanac *et al.* 2004a; Hannikainen *et al.* 2004).

Ce préalable ayant été effectué, il a alors été possible de réaliser une étude spectro-temporelle de la source. Celle-ci a alors notamment démontré des variations significatives du flux et de l'indice en photon sur des échelles de temps de l'ordre de la kiloseconde. Le regroupement des observations en deux états de luminosité a permis d'identifier des caractéristiques spectrales très différentes et certains indices comme la disparition rapide de la composante associée à un corps noir semble plus typique d'une émission par une binaire-X.

J'ai aussi cherché à déterminer une éventuelle contrepartie optique. Les données tirées d'Aladin exhibent alors plus de 20 sources en bande J dans la boîte d'erreur d'*INTEGRAL* (Cabanac *et al.* 2005) mais j'ai montré que ce nombre chutait à 3 dans les données 2MASS en bande K. Des observations Chandra ultérieures effectuées par in't Zand *et al.* (2006) ont permis de discriminer laquelle de ces 3 sources était la bonne.

(2) Ensuite, la phase de **caractérisation** systématique de la source par une étude multi-instruments (en utilisant *RXTE* et *INTEGRAL*) a permis de contraindre son type. En effet, si les premières observations tendaient à favoriser une origine galactique ainsi qu'une binarité, la nature du système restait alors encore indéterminée. Pour l'objet compact, même si les variations rapides de la luminosité comme de l'indice en photon sembleraient plus typique des systèmes à trou noir, l'examen des autres observables plaide plutôt en faveur d'une étoile à neutrons comme objet primaire. En effet, les basses énergies de coupure observées dans les spectres comme des arguments basés sur la faible luminosité bolométrique enregistrée nous ont amenés à déduire que l'objet compact d'IGR J19140+0951 devait plus probablement être une **étoile à neutrons**.

D'autre part, l'étude des spectres à basse énergie a permis de mettre en évidence une forte absorption intrinsèque à la source suggérant que l'objet compact est alors enveloppé dans un nuage dense. La détection d'une fine raie du fer dans tous les états de luminosité et la corrélation de son intensité avec le flux bolométrique suggère plutôt un régime d'accrétion sphérique. Ajouté à cela divers autres arguments, comme par exemple la relative longue période orbitale enregistrée, nous en avons conclu que le système d'IGR J19140+0951 devait vraisemblablement être une binaire X de grande masse Rodriguez *et al.* (2005); Cabanac *et al.* (2005). La confirmation de ces prédictions a été apportée par des observations spectro-photométriques de la contrepartie Chandra d'abord avec UKIRT en bande H et K (Hannikainen *et al.* 2007, , soumis) puis NTT en infrarouge (Nespoli *et al.* 2007). Les auteurs de ces observations en ont déduit que celle-ci devait appartenir au type B0.5I ou B1I et qu'en conséquence IGR J19140+0951 pourrait être classée comme une binaire-X à supergéante (SGXB).

- **Élaboration d'un outil pour sonder la variabilité avec les télescopes à masques codés : la méthode Rayleigh-PIF.** Mes recherches se sont ensuite tournées vers le côté pratique de l'observation de la variabilité haute énergie. En effet, le but affiché de mon travail était de savoir si les structures particulières observées avec *RXTE* dans les spectres de puissance des binaires-X, comme par exemple les QPOs, pouvaient être retrouvées à des énergies supérieures. Pour cela, j'ai mis en place une méthode faisant appel à la fois au test de Rayleigh et à la méthode des PIFs pour tenter de trouver de telles structures dans les données d'IBIS, l'imageur d'*INTEGRAL*.

Le test de Rayleigh est basé sur l'évaluation de la norme du vecteur de Rayleigh associé aux temps d'arrivée des photons et est directement relié à la valeur du spectre de puissance à la fréquence testée. Pour tester la présence d'une éventuelle périodicité dans les données, on compare ensuite cette norme à celle que l'on obtiendrait dans le cadre de l'hypothèse nulle, i.e lorsque les dates d'arrivée de chaque photon sont totalement aléatoires. On peut montrer que ce test est particulièrement adapté dès lors que l'on cherche à mettre en évidence des signaux périodiques dont l'anharmonicité est faible (pulses larges) et lorsque les observations sont ininterrompues.

Considérant les échelles de temps typiques de variabilité des binaires-X (au maximum de la kiloseconde) qui sont en concordance avec la durée minimale des observations avec *INTEGRAL*, ainsi que les phénomènes physiques recherchés, j'ai donc choisi cette méthode.

La méthode des PIFs est utilisée quant à elle pour réaliser indifféremment des courbes de lumière ou des spectres de sources présentes dans le champ de vue. Le PIF d'une source exprime le degré d'éclairement d'un pixel donné par cet objet lorsqu'on connaît sa position relative dans le champ de vue et les motifs du masque codé. On peut alors montrer que l'intensité totale reçue par pixel dépend linéairement de la valeur du PIF et de l'intensité réelle de chaque source.

J'ai alors montré théoriquement qu'il était tout à fait possible a priori de combiner ces deux méthodes pour pouvoir à la fois tester la présence de périodicités dans les données provenant

d'instruments à masques codées, tout en parvenant à discriminer de quelle source du champ de vue provenait cette éventuelle composante oscillante détectée.

La phase suivante a donc été l'implémentation de cet algorithme, sa validation sur des données simulées et son application dans la recherche de signaux périodiques sur des données réelles. J'ai donc écrit une série de routines corrigeant certains artefacts (pixels chauds) et centrées autour d'un programme principal dont le principe est l'ajustement des composantes du vecteur de Rayleigh obtenu dans chaque boîte de l'espace des PIFs. Ce programme permet ensuite de tracer des périodogrammes pour chaque source ainsi que le fond et de les comparer à ceux que l'on obtient dans le cadre de l'hypothèse nulle. Le degré de confiance de la détection de périodicité en terme de nombre de σ est alors un paramètre fixé par l'utilisateur.

La première phase de test a été réalisée avec des données simulées : celles-ci ont été obtenues en imitant l'émission de deux sources oscillantes dans le champ de vue par des méthodes de type Monte-Carlo pour prendre en compte la présence du masque codé. Un bruit poissonnien dont l'utilisateur peut faire varier le niveau a en outre été rajouté à ces données. J'ai ainsi montré que ma méthode "Rayleigh-PIF" parvenait à dissocier totalement les signaux des deux sources et du fond et ce, même à fort niveau de bruit ($S/N \sim 1/10$). J'ai pu aussi vérifier que mon algorithme donnait des résultats consistants lorsqu'on changeait la précision du découpage de l'espace des PIFs pour réaliser l'ajustement. Enfin, en simulant l'émission de QPOs incohérents entre eux dans une même fenêtre d'observation, j'ai pu montrer que la puissance de Rayleigh obtenue décroissait avec la diminution de la cohérence de chaque train d'onde.

Cette méthode a ensuite été appliquée avec succès à la détection de signaux périodiques sur des données réelles : ainsi en a-t-il été du pulse du Crabe dont la fréquence a été retrouvée avec une précision relative de $\delta\nu/\nu = 3.10^{-7}$. De même, le pulse de Vela X-1 est détecté avec cependant une prédominance de la première harmonique sur le fondamental qui semble alors quasiment invisible. J'ai interprété ce phénomène comme lié à la fois à la relative équidistance entre les deux pulses pendant la phase mais aussi à la tendance du profil des deux pulses à se ressembler vers les hautes énergies : ce que l'on prend pour un double pulse tend alors à ressembler à un simple pulse sur une période deux fois moins grande.

J'ai pu surtout détecter grâce à ma méthode un QPO très basse fréquence (3 mHz) dans les données ISGRI pour GRS 1915+105 (Cabanac *et al.* 2006). Une étude spectro-temporelle de celui-ci montre que sa présence est erratique au cours d'une observation durant près de 80 ks, mais que celui-ci est détecté à plus de 3σ jusque dans la bande 60-100 keV. L'interprétation physique de ce comportement est encore sujette à débats, mais en tout état de cause la présence de ce QPO dans de si hautes gammes d'énergie ne s'oppose pas à une origine coronale.

Enfin, j'ai procédé à un survey limité pour détecter d'éventuelles périodicités sur d'autres sources. Ainsi, l'application de ma méthode aux données de Cyg X-1 m'a permis de proposer deux modulations candidates (à 2.5 et 61 mHz) relatives à cette source. De plus, le champ de vue semble présenter une autre source présentant elle aussi une forte modulation à très basse fréquence. Je n'ai pas pu déterminer quelle en était l'origine pour l'instant et j'ai retrouvé cette configuration dans les données associées au champ de vue de GRO J1655-40 dont le fond présente une modulation significative vers 0.12 Hz. Une étude plus approfondie et systématique de ces modulations candidates est en cours. De même une amélioration de mon code pour la recherche de QPO de faible cohérence est à envisager.

- **Simulation des phénomènes radiatifs au sein d'une couronne oscillante.** Dans une dernière partie, j'ai voulu construire un modèle permettant d'expliquer certaines caractéristiques de la variabilité haute énergie. Je me suis notamment intéressé plus particulièrement aux effets du transfert radiatif sur les courbes de lumière obtenues. Pour cela, mon modèle physique repose sur la propagation verticale et radiale d'une onde de pression au sein d'un plasma chaud, i.e une

couronne, à symétrie cylindrique située entre deux rayons r_i et r_j et de hauteur h_c . Cette onde est alors entretenue par des instabilités se produisant au rayon externe r_j de cette couronne. Afin d'obtenir la fonction de transfert de ce milieu, j'ai fait l'hypothèse que ces instabilités génèrent un bruit blanc indépendant de la fréquence. La vitesse de propagation de cette onde est alors prise comme paramètre du modèle, de l'ordre de grandeur de celles que l'on obtiendrait pour un plasma de quelques centaines de keV.

J'ai ensuite envisagé différentes conditions aux limites : la plus simple et la première envisagée a été de considérer qu'il y a réflexion totale au rayon interne r_i et que la longueur d'onde verticale est grande devant les dimensions du système (pas de propagation verticale). La cavité ainsi formée est ainsi susceptible de présenter des résonances lorsque la longueur d'onde radiale devient de l'ordre du rayon. De plus, du fait de la géométrie cylindrique, l'amplitude de l'onde en pression est une fonction décroissante et/ou oscillante en fonction du rayon et de la fréquence (fonctions de Bessel). J'ai aussi envisagé l'effet d'une réflexion de l'onde dans la direction verticale, ce qui impose alors une quantification du vecteur d'onde.

Ayant résolu l'équation en pression, il restait à mesurer l'impact sur le flux X émis. Pour cela, j'ai envisagé deux méthodes :

- (1) la première est de supposer que le flux sortant varie localement de manière linéaire en fonction de la perturbation en pression. Dans ce cadre restreint et dans le cas d'une propagation uniquement radiale, j'ai pu obtenir une expression analytique du flux émis par la totalité de la couronne en sommant les contributions de chacune de ses portions. Je montre alors notamment que les spectres de puissance attendus dans ces conditions présentent 3 composantes remarquables telles qu'un plateau à basse fréquence (bruit à bande limité), un pic (résonance) vers une fréquence de l'ordre du rapport de la vitesse de propagation au rayon externe c_s/r_j et d'une diminution progressive (en bruit rouge) de l'intensité de la variabilité au delà de cette fréquence. Au dessus de la fréquence de coupure, ces calculs prévoient par contre la présence de nombreux pics annexes.
- (2) Ensuite, j'ai décidé de montrer dans quelle mesure cette hypothèse de linéarité entre le flux X émis et la perturbation en pression pouvait être vérifiée dans un plasma émettant par comptonisation thermique de photons mous et d'explorer par la même le cas général. Pour cela, j'ai repris un code Monte-Carlo stationnaire de comptonisation thermique écrit par J. Malzac que j'ai modifié pour le rendre dépendant du temps. Après avoir vérifié que mes modifications ne changeaient pas les spectres obtenus, j'ai montré que la validité de l'approximation linéaire dépendait cruciallement de la bande d'énergie à laquelle on étudiait l'effet de la perturbation : en effet, j'ai pu notamment constater que même si on se fixait une amplitude de la perturbation en pression raisonnable, il existait deux domaines où les effets non linéaires liés au transfert radiatif ne devenaient plus négligeables. Si on les retrouve de façon assez naturelle à haute énergie (vers la coupure du spectre), j'ai montré en outre qu'ils pouvaient aussi apparaître à plus basse énergie, juste au dessus du pivot du spectre situé entre la composante thermique et celle en loi de puissance.

Je m'attache ensuite à simuler des spectres de puissance avec ce même code et leur évolution lorsqu'on change un des paramètres géométriques du plasma tels que le rayon r_j . Je montre que l'on retrouve ainsi dans ce cas plus général le comportement prédit dans le cadre de l'hypothèse de linéarité, i.e un spectre de puissance adoptant une forme proche de celle des états durs de certaines binaires-X (bruit à bande limité puis décroissance à partir de ν_b et présence d'un QPO basse fréquence) avec une évolution de la fréquence de coupure comme de celle du QPO qui augmente lorsque r_j diminue. De même, j'obtiens une légère baisse de la variabilité lorsque ce rayon diminue.

Enfin, j'ai envisagé l'effet sur les spectres de puissance de 3 aménagements de mon modèle. Cependant, faute de temps, seuls des calculs analytiques dans l'approximation linéaire ont pu être menés. J'ai ainsi montré que la réflexion dans la direction verticale de l'onde en pression rendait la fréquence de coupure ν_b très dépendante de la hauteur h du plasma et pouvait ainsi donner une contrainte sur la valeur de celle-ci. La restriction du domaine où se produit la comptonnisation à un petit anneau semble augmenter la valeur de la fréquence de coupure. En dernier lieu, j'ai démontré que la transmission d'une partie de l'onde en pression au rayon interne pouvait régler l'amplitude du QPO obtenu, voire son annulation dans le cas d'une adaptation d'impédance acoustique.

Je discute ensuite des confrontations de mon modèle avec les observables couramment admises. Tout d'abord je suggère que la présence d'harmoniques dans les spectres de puissance pourraient être en partie dûs aux effets de non linéarité du transfert radiatif. Je montre alors notamment que la baisse observée après 8 keV de la force de la première harmonique pourrait être compatible avec la transition non linéaire/linéaire que j'ai mise en évidence autour de ces énergies. Ensuite, je propose que la prise en compte des effets relativistes pourrait contribuer à lisser les nombreux pics obtenus dans les spectres de puissance à hautes fréquences. De même, la forte corrélation (dite "WK") observée dans les binaires X entre la fréquence du QPO basse fréquence et la fréquence de coupure du spectre de puissance pourrait être assez bien décrite par mon modèle puisque ces deux phénomènes sont liés par les mêmes paramètres géométriques r_j et physiques c_s du plasma. Les valeurs observées légèrement plus élevées de la fréquence du QPO par rapport à la fréquence de coupure m'ont cependant amené à discuter d'une éventuelle origine différente du QPO.

Enfin, la baisse de la variabilité avec la diminution du rayon r_j implique dans mon modèle une anticorrélation entre la fréquence de coupure et le niveau de la variabilité. Je montre cependant que cette baisse n'est pas suffisante pour expliquer l'amplitude de l'anticorrélation observée et qu'il conviendrait alors d'envisager la contribution du mécanisme excitateur de l'onde.

- **Perspectives.** La fin de cette thèse marque enfin le début d'une autre phase de recherches excitantes puisque j'ai déjà commencé depuis Janvier 2007 un séjour post-doctoral d'une durée de deux ans à l'Université de Southampton (Grande-Bretagne). J'ai ainsi l'opportunité de collaborer avec deux équipes différentes mais qui se complètent extrêmement bien eu égard aux travaux que j'ai déjà effectués.

En effet, je vais tout d'abord pouvoir travailler avec la forte équipe centrée autour de Tony Bird qui est co-investigateur d'IBIS. Par ce biais, je vais en effet avoir accès aux nombreuses données issues du survey systématique du plan (programme GPS) et du centre galactique (GCD). Ceci va me permettre de continuer à exploiter la méthode Rayleigh-PIF pour l'étude des nouvelles sources *INTEGRAL* nouvellement détectées et apporter ainsi des contraintes quant à leur nature. La forte expérience apportée par cette équipe rompue au traitement des données d'*INTEGRAL* devrait me permettre d'améliorer encore rapidement mon code par exemple par une ouverture sur les données JEM-X.

Ensuite, Tony Dean m'a proposé de s'associer à lui pour travailler sur des objets relativement différents de ceux abordés au cours de ma thèse, les nébuleuses à pulsar. En réalité, même si le moteur énergétique n'est plus l'accrétion dans ces objets, les mécanismes d'émission se révèlent similaires et l'expertise que j'ai reçue dans ce domaine devrait être un atout pour mener à bien mes recherches. Encore une fois, l'analyse conjointe des données avec ma méthode Rayleigh-PIF, pourrait permettre de chercher les pulsars associés dans les données d'*INTEGRAL*.

Je voudrais aussi m'impliquer dans le groupe de Christian Kaiser dans la mesure où celui-ci a développé un code tridimensionnel de transfert radiatif dépendant du temps (HEART) appliqué aux processus de hautes énergies. Celui-ci est basé sur un calcul itératif du transfert radiatif à

Partie VI

Annexes

A

Équations d'ondes de pression en géométrie cylindrique

Plan du chapitre

1. Equation d'une onde sonore en géométrie cylindrique et en milieu inhomogène.....	211
2. Solutions à variables séparées.....	212
§ 87. Limites des petites variations.....	212

1. Equation d'une onde sonore en géométrie cylindrique et en milieu inhomogène.

On considère ici une onde sonore très générale se propageant dans un gaz parfait en géométrie cylindrique, axisymétrique et avec une vitesse de propagation c_s et une densité ρ_0 non constantes suivant la direction verticale (axe z). Si on écrit les équations d'Euler et la conservation de la masse dans leur version linéarisée ainsi qu'en supposant la transformation adiabatique, on obtient le système suivant :

$$(86.125) \quad \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p,$$

$$(86.126) \quad \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{v}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \text{ et}$$

$$(86.127) \quad dp = c_s^2 d\rho.$$

Les notations pour cette linéarisation sont les suivantes : la pression totale s'écrit $p_{tot}(r, z, t) = p_0(r, z) + p(r, z, t)$, la masse volumique $\rho_{tot}(r, z, t) = \rho_0(r, z) + \rho(r, z, t)$ et la perturbation en vitesse est $\vec{v}(r, z, t)$. En dérivant l'équation de conservation de la masse 86.126 par rapport au temps et en permutant les dérivées partielles on obtient :

$$(86.128) \quad \vec{\nabla} \cdot \left[\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right] = -\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2}.$$

En utilisant l'équation 86.127, on peut remplacer le terme de droite de cette équation par $-\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = -\frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$ (car c_s ne dépend pas de t). De même, on peut remplacer $\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$ dans l'équation 86.128 par $-\vec{\nabla} p$ (tiré de 86.125). 86.128 redonne ainsi l'équation de propagation en pression

habituelle en milieu homogène 86.129 :

$$(86.129) \quad \nabla^2 p - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0.$$

En coordonnées cylindriques cela donne donc toujours :

$$(86.130) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0.$$

2. Solutions à variables séparées

Compte tenu de la géométrie du problème, on peut chercher alors les solutions en terme de variables séparées en r et z et une excitation de type périodique à la pulsation ω . La perturbation en pression $p(r, z, t)$ s'écrit alors :

$$(86.131) \quad p(r, z, t) = \pi(r) \times \omega(z) \times e^{-i\omega t}.$$

En reprenant l'équation d'onde 86.130, et en y remplaçant la solution précédente, on obtient :

$$(86.132) \quad \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \pi}{\partial r} \right) \times \omega + \pi \times \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c_s^2(z)} \pi \times \omega \right) e^{-i\omega t} = 0.$$

Cette relation devant être vrai pour tout t , elle ne pourra être vérifiée que si le terme entre parenthèse s'annule. De même $\forall (r, z) \in \mathbb{R}^2 / \omega(z) \neq 0$ et $\pi(r) \neq 0$, on peut diviser la dernière équation par $\pi(r) \times \omega(z)$ et on obtient la séparation des variables suivante :

$$(86.133) \quad + \frac{1}{r\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \pi}{\partial r} \right) = - \frac{1}{\omega} \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} - \frac{\omega^2}{c_s^2(z)}.$$

Comme l'équation précédente doit être vrai $\forall r$ et $\forall z$, nécessairement ses 2 membres doivent être indépendant de r et de z et égaux à une constante $-K^2$ ($-K^2$ pouvant être positive ou négative). On a alors les 2 équations séparées suivantes :

$$(86.134) \quad \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \pi}{\partial r} \right) + K^2 r \pi = 0$$

$$(86.135) \quad \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c_s^2} - K^2 \right) \omega = 0.$$

La résolution de l'équation 86.134 donnent les fonctions de Bessel dont nous avons longuement parlé dans ce manuscrit et nous ne reviendrons donc pas sur ce sujet. On s'intéressera donc au terme de propagation suivant z .

§ 87. Limites des petites variations

Si on pose $k_z^2 = \omega^2 / c_s^2(z) - K^2$ et, **du moment que les variations de c_s dans la direction verticale sont petites à l'échelle de la longueur d'onde**, on peut faire un développement du nombre d'onde verticale k_z autour de sa valeur moyenne (approximation JWKB). On montre alors que :

$$(87.136) \quad \omega(z) = A e^{i \int_0^z k_z(u) du} + B e^{-i \int_0^z k_z(u) du}.$$

Lorsque c_s devient pratiquement constant, $\int_0^z k_z(u) du = k_z \times z$ et on retrouve alors le résultat du chapitre 8 qui est la combinaison d'une onde plane progressive et d'une onde plane régressive dans la direction verticale.

Si k_z^2 est négatif, on aura alors une oscillation amortie en z et la solution devient :

$$(87.137) \quad \omega(z) = C e^{+ \int_0^z k_z(u) du} + D e^{- \int_0^z k_z(u) du}.$$

Le résultat pour une vitesse du son homogène dans le milieu sera donc une onde évanescente en z (l'équivalent d'un effet de peau avec une épaisseur de peau $h_p \simeq 1.0/k_z$).

Ajustement d'un hyperplan par la méthode des moindres carrés

Plan du chapitre

1. Méthode des moindres carrés	215
2. Écriture matricielle et résolution du système	216

Cette annexe a pour but de préciser l'algorithme suivi pour ajuster un ensemble de mesures y_k , $1 \leq k \leq n$ effectuées dans un espace E à N dimensions par un hyperplan. Les indices k se rapporteront donc aux mesures, tandis qu'on indicera les dimensions de l'espace E par l'indice j . Les coordonnées des n mesures sur cet espace seront alors notés $p_{k,j}$.

1. Méthode des moindres carrés

On cherche à ajuster au mieux toutes les n mesures y_k ($k \in \llbracket 1, n \rrbracket$), chacune effectuée avec une erreur estimée à σ_k par un plan P d'équation cartésienne :

$$(87.138) \quad P(p_{k,1}, \dots, p_{k,j}, \dots, p_{k,n}) = B + \sum_{j=1}^N A_j I_j p_{k,j},$$

$p_{k,j}$ étant la j -ème coordonnée de la mesure y_k dans l'espace E . Pour réaliser cela, une des solutions consiste à minimiser la distance au carré entre ce plan hypothétique et les données. De plus, du fait des incertitudes σ_k qui peuvent varier d'une mesure à l'autre, on aura tendance à privilégier les points y_k dont l'erreur est petite. Cette distance au carré χ^2 pondérée pourra donc s'écrire comme :

$$(87.139) \quad \chi^2(B, A_j I_j) = \sum_{k=1}^n \frac{\left[y_k - \left(B + \sum_{j=1}^N A_j I_j p_{k,j} \right) \right]^2}{\sigma_k^2}$$

Pour minimiser la fonction χ^2 continue et différentiable¹¹³ par rapport à chacun des $A_j I_j$ et de B , une condition nécessaire sera qu'on ait :

$$(87.140) \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial B} = \frac{\partial \chi^2}{\partial A_l I_l} = 0, \quad l \in \llbracket 1, N \rrbracket,$$

¹¹³Car $\chi^2(B, A_j I_j)$ est une fonction polynomiale des B et des $A_j I_j$.

ce qui donne alors le système à $N + 1$ équations suivant :

$$(87.141) \quad 2 \sum_{k=1}^n \frac{\left[y_k - \left(B + \sum_{j=1}^N A_j I_j p_{k,j} \right) \right] \times \sum_{j=1}^N \frac{\partial A_j I_j}{\partial A_l I_l} p_{k,j}}{\sigma_k^2} = 0, \quad l \in \llbracket 1, N \rrbracket,$$

$$(87.142) \quad 2 \sum_{k=1}^n \frac{\left(y_k - \left(B + \sum_{j=1}^N A_j I_j p_{k,j} \right) \right) \times 1}{\sigma_k^2} = 0.$$

Comme $\partial A_j I_j / \partial A_l I_l = \delta_{j,l}$ on va avoir $\sum_{j=1}^N \frac{\partial A_j I_j}{\partial A_l I_l} p_{k,j} = p_{k,l}$ et le système précédent va pouvoir se développer de la façon suivante :

$$(87.143) \quad 0 = \sum_k \frac{y_k p_{k,l}}{\sigma_k^2} - \sum_{k,j} \frac{A_j I_j p_{k,j} p_{k,l}}{\sigma_k^2} - B \sum_k \frac{p_{k,l}}{\sigma_k^2}, \quad l \in \llbracket 1, N \rrbracket,$$

$$(87.144) \quad 0 = \sum_k \frac{y_k}{\sigma_k^2} - \sum_{k,j} \frac{A_j I_j p_{k,j}}{\sigma_k^2} - B \sum_k \frac{1}{\sigma_k^2}.$$

D'où, en intervertissant les signes sommes et en mettant de part et d'autre les paramètres $A_j I_j$ et B à ajuster et les mesures y_k , on obtient :

$$(87.145) \quad \sum_{j=1}^N A_j I_j \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,j} p_{k,l}}{\sigma_k^2} + B \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,l}}{\sigma_k^2} = \sum_{k=1}^n \frac{y_k p_{k,l}}{\sigma_k^2}, \quad l \in \llbracket 1, N \rrbracket,$$

$$(87.146) \quad \sum_{j=1}^N A_j I_j \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,j}}{\sigma_k^2} + B \sum_{k=1}^n \frac{1}{\sigma_k^2} = \sum_{k=1}^n \frac{y_k}{\sigma_k^2}.$$

On remarque donc ici que l'on obtient un système de $N + 1$ équations à $N + 1$ inconnues.

2. Écriture matricielle et résolution du système

Le système précédent pourra alors être réécrit sous forme matricielle pour être plus lisible. On aura alors :

$$(87.147) \quad \underbrace{\begin{bmatrix} \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,1}^2}{\sigma_k^2} & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,2} p_{k,1}}{\sigma_k^2} & \dots & \dots & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,N} p_{k,1}}{\sigma_k^2} & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,1}}{\sigma_k^2} \\ \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,1} p_{k,2}}{\sigma_k^2} & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,2}^2}{\sigma_k^2} & \dots & \dots & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,N} p_{k,2}}{\sigma_k^2} & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,2}}{\sigma_k^2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & & & \vdots & \vdots \\ \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,1} p_{k,N}}{\sigma_k^2} & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,2} p_{k,N}}{\sigma_k^2} & \dots & \dots & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,N}^2}{\sigma_k^2} & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,N}}{\sigma_k^2} \\ \hline \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,1}}{\sigma_k^2} & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,2}}{\sigma_k^2} & \dots & \dots & \sum_{k=1}^n \frac{p_{k,N}}{\sigma_k^2} & \sum_{k=1}^n \frac{1}{\sigma_k^2} \end{bmatrix}}_M \underbrace{\begin{bmatrix} A_1 I_1 \\ A_2 I_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ A_N I_N \\ B \end{bmatrix}}_X = \underbrace{\begin{bmatrix} \sum_{k=1}^n \frac{y_k p_{k,1}}{\sigma_k^2} \\ \sum_{k=1}^n \frac{y_k p_{k,2}}{\sigma_k^2} \\ \vdots \\ \vdots \\ \sum_{k=1}^n \frac{y_k p_{k,N}}{\sigma_k^2} \\ \sum_{k=1}^n \frac{y_k}{\sigma_k^2} \end{bmatrix}}_Y$$

On peut ensuite démontrer assez facilement que M est inversible dans la mesure où on peut l'identifier comme étant une matrice de "Gram" donc définie positive. En effet, chaque terme

M_{il} de la matrice M peut s'écrire comme résultant du produit scalaire de deux vecteurs x_i et x_l :

$$(87.148) \quad M_{il} = \langle x_i, x_l \rangle,$$

avec,

$$(87.149) \quad x_i = \begin{bmatrix} \frac{p_{1,i}}{\sigma_1} \\ \frac{p_{2,i}}{\sigma_2} \\ \vdots \\ \frac{p_{k,i}}{\sigma_k} \\ \vdots \\ \frac{p_{n,i}}{\sigma_n} \\ \frac{1}{\sigma_n} \end{bmatrix}.$$

Ainsi, M sera inversible et avec un algorithme de décomposition en valeurs singulière ou, dans notre cas, avec une décomposition de type "LU" il sera possible d'inverser le système 87.147 pour remonter à X et donc aux $A_j I_j$ et à B .

Partie VII

Bibliographie

Bibliographie

- Abramowitz, M. et Stegun, I. A. 1964, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, Dover, New York, ninth dover printing, tenth gpo printing édn.
- Aschenbach, B. 1985, X-ray telescopes, *Reports of Progress in Physics* **48**, 579.
- Aschenbach, B. 2004, Measuring mass and angular momentum of black holes with high-frequency quasi-periodic oscillations, *Astron. & Astrophys.* **425**, 1075.
- Balbus, S. A. et Hawley, J. F. 1991, A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution, *Astrophysical Journal* **376**, 214.
- Barret, D. 2001, The broad band x-ray/hard x-ray spectra of accreting neutron stars, *Advances in Space Research* **28**, 307.
- Barret, D., McClintock, J. E. et Grindlay, J. E. 1996, Luminosity Differences between Black Holes and Neutron Stars, *Astrophysical Journal* **473**, 963.
- Barret, D. et Olive, J.-F. 2002, A Peculiar Spectral State Transition of 4U 1705-44: When an Atoll Looks Like a Z, *Astrophysical Journal* **576**, 391.
- Barret, D., Olive, J. F., Boirin, L., Done, C. *et al.* 2000, Hard X-Ray Emission from Low-Mass X-Ray Binaries, *Astrophysical Journal* **533**, 329.
- Belloni, T. 2001, Transient Phenomena and Outbursts from Galactic Black-Hole Candidates, dans T. Yaqoob et J. H. Krolik (éditeurs), *X-ray Emission from Accretion onto Black Holes*.
- Belloni, T. et Hasinger, G. 1990, Variability in the noise properties of Cygnus X-1, *Astron. & Astrophys.* **227**, L33.
- Belloni, T., Homan, J., Casella, P., van der Klis, M. *et al.* 2005, The evolution of the timing properties of the black-hole transient GX 339-4 during its 2002/2003 outburst, *Astron. & Astrophys.* **440**, 207.
- Belloni, T., Klein-Wolt, M., Méndez, M., van der Klis, M. *et al.* 2000, A model-independent analysis of the variability of GRS 1915+105, *Astron. & Astrophys.* **355**, 271.
- Belloni, T., Psaltis, D. et van der Klis, M. 2002, A Unified Description of the Timing Features of Accreting X-Ray Binaries, *Astrophysical Journal* **572**, 392.
- Beloborodov, A. M. 1999, Accretion Disk Models, dans J. Poutanen et R. Svensson (éditeurs), *ASP Conf. Ser. 161: High Energy Processes in Accreting Black Holes*, pp. 295–+.
- Binney, J. 2003, On the impossibility of advection dominated accretion, *ArXiv Astrophysics e-prints* .
- Blandford, R. D. et Payne, D. G. 1982, Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **199**, 883.
- Boller, T., Keil, R., Trümper, J., O'Brien, P. T. *et al.* 2001, Detection of an X-ray periodicity in the Narrow-line Seyfert 1 Galaxy Mrk 766 with XMM-Newton, *Astron. & Astrophys.* **365**, L146.
- Brazier, K. T. S. 1994, Confidence Intervals from the Rayleigh Test, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **268**, 709.
- Buccheri, R., Bennett, K., Bignami, G. F., Bloemen, J. B. G. M. *et al.* 1983, Search for pulsed gamma-ray emission from radio pulsars in the COS-B data, *Astron. & Astrophys.* **128**, 245.

- Cabanac, C., Malzac, J., Odier, J., Petrucci, P.-O. *et al.* 2006, Combining Rayleigh test and PIF method for timing analysis with coded mask aperture instrument. Application to quasi-periodic oscillation detection and modelization, dans A. Wilson (éditeur), *ESA SP-604: The X-ray Universe 2005*, pp. 251–252.
- Cabanac, C., Rodriguez, J., Hannikainen, D., Lund, N. *et al.* 2004a, Improved (and revised) position of IGR J19140+0951 with INTEGRAL, *The Astronomer's Telegram* **272**, 1.
- Cabanac, C., Rodriguez, J., Petrucci, P. O., Henri, G. *et al.* 2004b, INTEGRAL observations of the transient source IGR J19140+098, dans G. Tovmassian et E. Sion (éditeurs), *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pp. 209–209.
- Cabanac, C., Rodriguez, J., Petrucci, P.-O., Henri, G. *et al.* 2005, Unveiling the nature of the new transient IGR J19140+0951, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics* **5**, 93.
- Casella, P., Belloni, T., Homan, J. et Stella, L. 2004, A study of the low-frequency quasi-periodic oscillations in the X-ray light curves of the black hole candidate <ASTROBJ>XTE J1859+226</ASTROBJ>, *Astron. & Astrophys.* **426**, 587.
- Chakrabarti, S. et Titarchuk, L. G. 1995, Spectral Properties of Accretion Disks around Galactic and Extragalactic Black Holes, *Astrophysical Journal* **455**, 623.
- Chenevez, J., Lund, N., Westergaard, N. J., Budtz-Jørgensen, C. *et al.* 2004, Improved Mosaicing Capabilities with JEM-X, dans V. Schoenfelder, G. Lichti et C. Winkler (éditeurs), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 837–+.
- Chernyakova, M., Walter, R. et Courvoisier, T. 2005a, *IBIS Analysis User Manual - Issue 5.1*.
- Chernyakova, M., Walter, R. et Courvoisier, T. 2005b, *Introduction to the INTEGRAL Data Analysis - Issue 5.1*.
- Chernyakova, M., Walter, R. et Courvoisier, T. 2005c, *JEM-X Analysis User Manual - Issue 5.1*.
- Coppi, P. S. 1992, Time-dependent models of magnetized pair plasmas, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **258**, 657.
- Coppi, P. S. 1999, The Physics of Hybrid Thermal/Non-Thermal Plasmas, dans J. Poutanen et R. Svensson (éditeurs), *ASP Conf. Ser. 161: High Energy Processes in Accreting Black Holes*, pp. 375–+.
- Corbel, S. et Fender, R. P. 2002, Near-Infrared Synchrotron Emission from the Compact Jet of GX 339-4, *Astrophysical Journal, Letters* **573**, L35.
- Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Nowak, M. *et al.* 2000, Coupling of the X-ray and radio emission in the black hole candidate and compact jet source GX 339-4, *Astron. & Astrophys.* **359**, 251.
- Corbet, R. H. D., Hannikainen, D. C. et Remillard, R. 2004, The Orbital Period of IGR J19140+098, *The Astronomer's Telegram* **269**, 1.
- Cox, A. N. 2000, *Allen's astrophysical quantities*, Allen's astrophysical quantities, 4th ed. Publisher: New York: AIP Press; Springer, 2000. Edited by Arthur N. Cox. ISBN: 0387987460.
- Cui, W. 1999, Temporal X-ray Properties of Galactic Black Hole Candidates: Observational Data and Theoretical Models, dans J. Poutanen et R. Svensson (éditeurs), *ASP Conf. Ser. 161: High Energy Processes in Accreting Black Holes*, pp. 97–+.
- Cui, W., Zhang, S. N., Chen, W. et Morgan, E. H. 1999, Strong Aperiodic X-Ray Variability and Quasi-Periodic Oscillation in X-Ray Nova XTE J1550-564, *Astrophysical Journal, Letters* **512**, L43.
- de Jager, O. C., Raubenheimer, B. C. et Swanepoel, J. W. H. 1989, A powerful test for weak periodic signals with unknown light curve shape in sparse data, *Astron. & Astrophys.* **221**, 180.

- Dhawan, V., Mirabel, I. F. et Rodríguez, L. F. 2000, AU-Scale Synchrotron Jets and Superluminal Ejecta in GRS 1915+105, *Astrophysical Journal* **543**, 373.
- Di Salvo, T., Done, C., Życki, P. T., Burderi, L. *et al.* 2001a, Probing the Inner Region of Cygnus X-1 in the Low/Hard State through Its X-Ray Broadband Spectrum, *Astrophysical Journal* **547**, 1024.
- Di Salvo, T., Robba, N. R., Iaria, R., Stella, L. *et al.* 2001b, Detection of a Hard Tail in the X-Ray Spectrum of the Z Source GX 349+2, *Astrophysical Journal* **554**, 49.
- Di Salvo, T. et Stella, L. 2002, High Energy Radiation from Neutron Star Binaries, *ArXiv Astrophysics e-prints* .
- Dickey, J. M. et Lockman, F. J. 1990, H I in the Galaxy, *Annual Review of Astron and Astrophys* **28**, 215.
- Ebisawa, K., Kretschmar, P., Mowlavi, N., Paizis, A. *et al.* 2004, Systematic Search for Short-Transient and Pulsation Events from INTEGRAL Survey Data, dans V. Schoenfelder, G. Lichti et C. Winkler (éditeurs), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 691–+.
- Ebisawa, K., Ogawa, M., Aoki, T., Dotani, T. *et al.* 1994, Spectral evolution of the bright X-ray nova GS 1124-68 (Nova MUSCAE 1991) observed with GINGA, *Publications of the ASJ* **46**, 375.
- Esin, A. A., McClintock, J. E. et Narayan, R. 1997, Advection-dominated Accretion and the Spectral States of Black Hole X-Ray Binaries: Application to Nova MUSCAE 1991, *Astrophysical Journal* **489**, 865.
- Fabian, A. C., Pounds, K. A. et Blandford, R. D. 2004, *Frontiers of X-Ray Astronomy*, Frontiers of X-ray astronomy.
- Farinelli, R., Frontera, F., Masetti, N., Amati, L. *et al.* 2003, BeppoSAX observations of two unclassified LMXBs: X1543-624 and X1556-605, *Astron. & Astrophys.* **402**, 1021.
- Fender, R. 2002, Relativistic Outflows from X-ray Binaries ('Microquasars'), *LNP Vol. 589: Relativistic Flows in Astrophysics* **589**, 101.
- Fender, R. 2003a, Jets from X-ray binaries, *ArXiv Astrophysics e-prints* .
- Fender, R., Corbel, S., Tzioumis, T., McIntyre, V. *et al.* 1999, Quenching of the Radio Jet during the X-Ray High State of GX 339-4, *Astrophysical Journal, Letters* **519**, L165.
- Fender, R. P. 2001, Powerful jets from black hole X-ray binaries in low/hard X-ray states, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **322**, 31.
- Fender, R. P. 2003b, Uses and limitations of relativistic jet proper motions: lessons from Galactic microquasars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **340**, 1353.
- Ferreira, J. et Pelletier, G. 1993, Magnetized accretion-ejection structures. 1. General statements, *Astron. & Astrophys.* **276**, 625.
- Ferreira, J., Petrucci, P.-O., Henri, G., Saugé, L. *et al.* 2006, A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries. I. The dynamical constituents, *Astron. & Astrophys.* **447**, 813.
- Fisher, N. I., Lewis, T. et Embleton, B. J. J. 1993, *Statistical Analysis of Spherical Data*, Statistical Analysis of Spherical Data, by N. I. Fisher and T. Lewis and B. J. J. Embleton, pp. 343. ISBN 0521456991. Cambridge, UK: Cambridge University Press, August 1993.
- Foellmi, C., Depagne, E., Dall, T. H. et Mirabel, I. F. 2006, On the distance of GRO J1655-40, *ArXiv Astrophysics e-prints* .
- Frank, J., King, A. et Raine, D. J. 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*, Accretion Power in Astrophysics, by Juhan Frank and Andrew King and Derek Raine, pp. 398. ISBN 0521620538. Cambridge, UK: Cambridge University Press, February 2002.

- Gallo, E., Fender, R. P. et Pooley, G. G. 2003, A universal radio-X-ray correlation in low/hard state black hole binaries, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **344**, 60.
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R. et Rossi, B. B. 1962, Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 11, 439.
- Gibson, A. I., Harrison, A. B., Kirkman, I. W., Lotts, A. P. *et al.* 1982, Transient emission of ultra-high energy pulsed gamma rays from Crab pulsar PSR0531, *Nature* **296**, 833.
- Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Poutanen, J., Coppi, P. S. *et al.* 1999, Radiation mechanisms and geometry of Cygnus X-1 in the soft state, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **309**, 496.
- Goldwurm, A. et Gros, A. 2005, The INTEGRAL IBIS/ISGRI Standard Data Analysis, dans *2nd INTEGRAL Data Analysis Workshop*.
- Goldwurm, A., Gros, A. et Goldoni, P. 2003, IBIS/ISGRI instrument specific software scientific validation report, v1 .
- Gros, A., Goldwurm, A., Cadolle-Bel, M., Goldoni, P. *et al.* 2003, The INTEGRAL IBIS/ISGRI System Point Spread Function and Source Location Accuracy, *Astron. & Astrophys.* **411**, L179.
- Haardt, F. et Maraschi, L. 1991, A two-phase model for the X-ray emission from Seyfert galaxies, *Astrophysical Journal, Letters* **380**, L51.
- Haardt, F. et Maraschi, L. 1993, X-ray spectra from two-phase accretion disks, *Astrophysical Journal* **413**, 507.
- Hannikainen, D., Campbell-Wilson, D., Hunstead, R., McIntyre, V. *et al.* 2001, XTE J1550-564: a superluminal ejection during the September 1998 outburst, *Astrophysics and Space Science Supplement* **276**, 45.
- Hannikainen, D. C., Hunstead, R. W., Campbell-Wilson, D. et Sood, R. K. 1998, MOST radio monitoring of GX 339-4, *Astron. & Astrophys.* **337**, 460.
- Hannikainen, D. C., Rawlings, M. G., Muhli, P., Vilhu, O. *et al.* 2007, The nature of the infrared counterpart of IGR J19140+0951, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, soumis .
- Hannikainen, D. C., Rodriguez, J., Cabanac, C., Schultz, J. *et al.* 2004, Discovery of a new INTEGRAL source: IGR J19140+0951, *Astron. & Astrophys.* **423**, L17.
- Hannikainen, D. C., Rodriguez, J. et Pottschmidt, K. 2003a, Igr J19140+098, *IAU Circ.* **8088**, 4.
- Hannikainen, D. C., Vilhu, O., Rodriguez, J., Brandt, S. *et al.* 2003b, First INTEGRAL observations of GRS 1915+105, *Astron. & Astrophys.* **411**, L415.
- Henri, G. et Pelletier, G. 1991, Relativistic electron-positron beam formation in the framework of the two-flow model for active galactic nuclei, *Astrophysical Journal, Letters* **383**, L7.
- Henri, G. et Petrucci, P. O. 1997, Anisotropic illumination of AGN's accretion disk by a non thermal source. I. General theory and application to the Newtonian geometry., *Astron. & Astrophys.* **326**, 87.
- Hjellming, R. M., Rupen, M. P., Mioduszewski, A. J., Smith, D. A. *et al.* 1998, Radio and X-ray Observations of the New Relativistic Jet X-ray Transient XTE J1748-288, *Bulletin of the American Astronomical Society* **30**, 1405.
- Hjellming, R. M. et Wade, C. M. 1971a, Radio Emission from X-Ray Sources, *Astrophysical Journal, Letters* **168**, L21+.
- Hjellming, R. M. et Wade, C. M. 1971b, The Radio Sources Associated with Scorpius X-1, *Astrophysical Journal, Letters* **164**, L1+.
- Homan, J., Wijnands, R., van der Klis, M., Belloni, T. *et al.* 2001, Correlated X-Ray Spectral and Timing Behavior of the Black Hole Candidate XTE J1550-564: A New Interpretation of Black Hole States, *Astrophysical Journal, Supplement* **132**, 377.

- Hua, X.-M. et Titarchuk, L. 1995, Comptonization Models and Spectroscopy of X-Ray and Gamma-Ray Sources: A Combined Study by Monte Carlo and Analytical Methods, *Astrophysical Journal* **449**, 188.
- Illarionov, A. F. et Beloborodov, A. M. 2001, Free-fall accretion and emitting caustics in wind-fed X-ray sources, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **323**, 159.
- in 't Zand, J. J. M., Baykal, A. et Strohmayer, T. E. 1998, Recent X-Ray Measurements of the Accretion-powered Pulsar 4U 1907+09, *Astrophysical Journal* **496**, 386.
- in 't Zand, J. J. M., Verbunt, F., Strohmayer, T. E., Bazzano, A. *et al.* 1999, A new X-ray outburst in the globular cluster NGC 6440: SAX J1748.9-2021, *Astron. & Astrophys.* **345**, 100.
- in't Zand, J., Heise, J., Ubertini, P., Bazzano, A. *et al.* 2004, A BeppoSAX-WFC Viewpoint of New INTEGRAL Sources, Particularly IGR J17544-2619, dans V. Schoenfelder, G. Lichti et C. Winkler (éditeurs), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 427-+.
- in't Zand, J. J. M. 1992, *A coded-mask imager as monitor of Galactic X-ray sources*, Thèse de doctorat, AA(Space Research Organization Netherlands, Sorbonnelaan 2, 3584 CA Utrecht, The Netherlands).
- in't Zand, J. J. M., Jonker, P. G., Nelemans, G., Steeghs, D. *et al.* 2006, Optical identification of IGR J19140+0951, *Astron. & Astrophys.* **448**, 1101.
- Iwasawa, K., Fabian, A. C., Brandt, W. N., Kunieda, H. *et al.* 1998, Detection of an X-ray periodicity in the Seyfert galaxy IRAS 18325-5926, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **295**, L20.
- Kazanas, D., Hua, X.-M. et Titarchuk, L. 1997, Temporal and Spectral Properties of Comptonized Radiation and Its Applications, *Astrophysical Journal* **480**, 735.
- Kersalé, E. 2000, *Étude analytique et numérique du Développement d'Instabilités MHD dans des Structures d'accrétion-éjection magnétisées*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble I.
- King, A. R., Davies, M. B., Ward, M. J., Fabbiano, G. *et al.* 2001, Ultraluminous X-Ray Sources in External Galaxies, *Astrophysical Journal, Letters* **552**, L109.
- King, A. R. et Ritter, H. 1998, The light curves of soft X-ray transients, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **293**, L42.
- Kluzniak, W. 1993, Mechanisms of hard X-ray emission from accreting neutron stars, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **97**, 265.
- Kreykenbohm, I., Coburn, W., Wilms, J., Kretschmar, P. *et al.* 2002, Confirmation of two cyclotron lines in Vela X-1, *Astron. & Astrophys.* **395**, 129.
- Lamb, F. K. et Miller, M. C. 2003, Sonic-Point and Spin-Resonance Model of the Kilohertz QPO Pairs, *ArXiv Astrophysics e-prints* .
- Leahy, D. A., Darbro, W., Elsner, R. F., Weisskopf, M. C. *et al.* 1983a, On searches for pulsed emission with application to four globular cluster X-ray sources - NGC 1851, 6441, 6624, and 6712, *Astrophysical Journal* **266**, 160.
- Leahy, D. A., Elsner, R. F. et Weisskopf, M. C. 1983b, On searches for periodic pulsed emission - The Rayleigh test compared to epoch folding, *Astrophysical Journal* **272**, 256.
- Levine, A. M., Bradt, H., Cui, W., Jernigan, J. G. *et al.* 1996, First Results from the All-Sky Monitor on the Rossi X-Ray Timing Explorer, *Astrophysical Journal, Letters* **469**, L33+.
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J. et van den Heuvel, E. P. J. 2001, A catalogue of low-mass X-ray binaries, *Astron. & Astrophys.* **368**, 1021.
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J. et van den Heuvel, E. P. J. 2005, High-mass X-ray binaries in the Magellanic Clouds, *Astron. & Astrophys.* **442**, 1135.
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J. et van den Heuvel, E. P. J. 2006, Catalogue of high-mass X-ray binaries in the Galaxy (4th edition), *Astron. & Astrophys.* **455**, 1165.

- Livio, M., Pringle, J. E. et King, A. R. 2003, The Disk-Jet Connection in Microquasars and Active Galactic Nuclei, *Astrophysical Journal* **593**, 184.
- Lomb, N. R. 1976, Least-squares frequency analysis of unequally spaced data, *Astrophysics and Space Science* **39**, 447.
- Longair, M. S. 1994, *High energy astrophysics. Vol.2: Stars, the galaxy and the interstellar medium*, Cambridge: Cambridge University Press, 1c1994, 2nd ed.
- Lu, F. J., Li, T. P., Sun, X. J., Wu, M. *et al.* 1996, X-ray map from the EXOSAT galactic plane survey and a direct demodulation technique., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **115**, 395.
- Lund, N., Brandt, S., Budtz-Jørgensen, C., Chenevez, J. *et al.* 2004, Performance of JEM-X on INTEGRAL, dans V. Schoenfelder, G. Lichti et C. Winkler (éditeurs), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 723–+.
- Lynden-Bell, D. 2003, On why discs generate magnetic towers and collimate jets, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **341**, 1360.
- Maccarone, T. J. et Coppi, P. S. 2003, Hysteresis in the light curves of soft X-ray transients, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **338**, 189.
- Malzac, J. 1999, *Modélisation de l'émission X et gamma des objets compacts par les méthodes Monte-Carlo*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III.
- Malzac, J. et Jourdain, E. 2000, Temporal properties of flares in accretion disk coronae, *Astron. & Astrophys.* **359**, 843.
- Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., Bell, J. F. *et al.* 2001, The Parkes multi-beam pulsar survey - I. Observing and data analysis systems, discovery and timing of 100 pulsars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **328**, 17.
- Markoff, S., Falcke, H. et Fender, R. 2001, A jet model for the broadband spectrum of XTE J1118+480. Synchrotron emission from radio to X-rays in the Low /Hard spectral state, *Astron. & Astrophys.* **372**, L25.
- Markwardt, C. B., Swank, J. H. et Smith, E. 2005, RXTE Observations of IGR J16283-4838 and IGR J16493-4348, *The Astronomer's Telegram* **465**, 1.
- Marsaglia, G., Narasimhan, B. et Zaman, A. 1990, A random number generator for PC's, *Computer Physics Communications* **60**, 345.
- Masetti, N., Dal Fiume, D., Amati, L., Del Sordo, S. *et al.* 2004, A look with BeppoSAX at the low-luminosity Galactic X-ray source 4U 2206+54, *Astron. & Astrophys.* **423**, 311.
- McClintock, J. E., Horne, K. et Remillard, R. A. 1995, The DIM inner accretion disk of the quiescent black hole A0620-00, *Astrophysical Journal* **442**, 358.
- McClintock, J. E. et Remillard, R. A. 2003, Black Hole Binaries, *ArXiv Astrophysics e-prints* .
- Mendez, M. et van der Klis, M. 1997, The EXOSAT Data on GX 339-4: Further Evidence for an "Intermediate" State, *Astrophysical Journal* **479**, 926.
- Milgrom, M. 1976, A cocooned X-ray binary model for CYG x-3, *Astron. & Astrophys.* **51**, 215.
- Miller, J. M., Fabian, A. C., Reynolds, C. S., Nowak, M. A. *et al.* 2004a, Evidence of Black Hole Spin in GX 339-4: XMM-Newton/EPIC-pn and RXTE Spectroscopy of the Very High State, *Astrophysical Journal, Letters* **606**, L131.
- Miller, J. M., Raymond, J., Fabian, A. C., Homan, J. *et al.* 2004b, Chandra/High Energy Transmission Grating Spectrometer Spectroscopy of the Galactic Black Hole GX 339-4: A Relativistic Iron Emission Line and Evidence for a Seyfert-like Warm Absorber, *Astrophysical Journal* **601**, 450.
- Miller, M. C., Lamb, F. K. et Psaltis, D. 1998, Sonic-Point Model of Kilohertz Quasi-periodic Brightness Oscillations in Low-Mass X-Ray Binaries, *Astrophysical Journal* **508**, 791.

- Mineo, T., Ferrigno, C., Foschini, L., Segreto, A. *et al.* 2006, INTEGRAL observations of the Crab pulsar, *Astron. & Astrophys.* **450**, 617.
- Mirabel, I. F. 2004, Microquasar-AGN-GRB Connections, dans V. Schoenfelder, G. Lichti et C. Winkler (éditeurs), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 175–+.
- Mirabel, I. F., Dhawan, V., Chaty, S., Rodriguez, L. F. *et al.* 1998, Accretion instabilities and jet formation in GRS 1915+105, *Astron. & Astrophys.* **330**, L9.
- Mirabel, I. F. et Rodriguez, L. F. 1994, A Superluminal Source in the Galaxy, *Nature* **371**, 46.
- Misra, R. 2000, Modeling the X-Ray Timing Properties of Cygnus X-1 Caused by Waves Propagating in a Transition Disk, *Astrophysical Journal, Letters* **529**, L95.
- Misra, R., Chitnis, V. R., Melia, F. et Rao, A. R. 1997, A Transition Disk Model Fit for the Broadband X-Ray Spectrum of Cygnus X-1, *Astrophysical Journal* **487**, 388.
- Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., Makishima, K. *et al.* 1984, Energy spectra of low-mass binary X-ray sources observed from TENMA, *Publications of the ASJ* **36**, 741.
- Miyamoto, S., Kitamoto, S., Hayashida, K. et Egoshi, W. 1995, Large hysteretic behavior of stellar black hole candidate X-ray binaries, *Astrophysical Journal, Letters* **442**, L13.
- Morgan, E. H., Remillard, R. A. et Greiner, J. 1997, RXTE Observations of QPOs in the Black Hole Candidate GRS 1915+105, *Astrophysical Journal* **482**, 993.
- Morrison, R. et McCammon, D. 1983, Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV, *Astrophysical Journal* **270**, 119.
- Muno, M. P., Remillard, R. A. et Chakrabarty, D. 2002, How Do Z and Atoll X-Ray Binaries Differ?, *Astrophysical Journal, Letters* **568**, L35.
- Narayan, R., Garcia, M. R. et McClintock, J. E. 1997, Advection-dominated Accretion and Black Hole Event Horizons, *Astrophysical Journal, Letters* **478**, L79+.
- Narayan, R. et Yi, I. 1994, Advection-dominated accretion: A self-similar solution, *Astrophysical Journal, Letters* **428**, L13.
- Nespoli, E., Fabregat, J. et Mennickent, R. 2007, K-band Spectroscopy of AX J1841.0-0536 and IGR J19140+0951, *The Astronomer's Telegram* **983**, 1.
- Nowak, M. A. 2000, Are there three peaks in the power spectra of GX 339-4 and Cyg X-1?, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **318**, 361.
- Nowak, M. A., Wilms, J., Vaughan, B. A., Dove, J. B. *et al.* 1999, Rossi X-Ray Timing Explorer Observation of Cygnus X-1. III. Implications for Compton Corona and Advection-dominated Accretion Flow Models, *Astrophysical Journal* **515**, 726.
- Odell, S. L. 1981, Radiation force on a relativistic plasma and the Eddington limit, *Astrophysical Journal, Letters* **243**, L147.
- Paltani, S. 2004, Searching for periods in X-ray observations using Kuiper's test. Application to the ROSAT PSPC archive, *Astron. & Astrophys.* **420**, 789.
- Pandey, M., Manchanda, R. K., Rao, A. P., Durouchoux, P. *et al.* 2006, GMRT observations of the field of INTEGRAL X-ray sources - I, *Astron. & Astrophys.* **446**, 471.
- Papaloizou, J. C. B. et Pringle, J. E. 1984, The dynamical stability of differentially rotating discs with constant specific angular momentum, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **208**, 721.
- Podsiadlowski, P. et Rappaport, S. 2000, Cygnus X-2: The Descendant of an Intermediate-Mass X-Ray Binary, *Astrophysical Journal* **529**, 946.
- Pottschmidt, K., Wilms, J., Nowak, M. A., Pooley, G. G. *et al.* 2003, Long term variability of Cygnus X-1. I. X-ray spectral-temporal correlations in the hard state, *Astron. & Astrophys.* **407**, 1039.
- Poutanen, J. et Fabian, A. C. 1999, Spectral evolution of magnetic flares and time lags in accreting black hole sources, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **306**, L31.

- Poutanen, J. et Svensson, R. 1996, The Two-Phase Pair Corona Model for Active Galactic Nuclei and X-Ray Binaries: How to Obtain Exact Solutions, *Astrophysical Journal* **470**, 249.
- Pozdniakov, L. A., Sobol, I. M. et Siuniae, R. A. 1983, Comptonization and the shaping of X-ray source spectra - Monte Carlo calculations, *Astrophysics and Space Physics Reviews* **2**, 189.
- Pringle, J. E. 1981, Accretion discs in astrophysics, *Annual Review of Astron and Astrophys* **19**, 137.
- Psaltis, D., Belloni, T. et van der Klis, M. 1999, Correlations in Quasi-periodic Oscillation and Noise Frequencies among Neutron Star and Black Hole X-Ray Binaries, *Astrophysical Journal* **520**, 262.
- Rees, M. J. 1966, Appearance of Relativistically Expanding Radio Sources, *Nature* **211**, 468.
- Remillard, R. A. et McClintock, J. E. 2006, X-Ray Properties of Black-Hole Binaries, *Annual Review of Astron and Astrophys* **44**, 49.
- Remillard, R. A., Munro, M. P., McClintock, J. E. et Orosz, J. A. 2002, Evidence for Harmonic Relationships in the High-Frequency Quasi-periodic Oscillations of XTE J1550-564 and GRO J1655-40, *Astrophysical Journal* **580**, 1030.
- Ribó, M. 2005, Microquasars, dans J. Romney et M. Reid (éditeurs), *ASP Conf. Ser. 340: Future Directions in High Resolution Astronomy*, pp. 269–+.
- Rodriguez, J., Cabanac, C., Hannikainen, D. C., Beckmann, V. et al. 2005, Unveiling the nature of the high energy source IGR J19140+0951, *Astron. & Astrophys.* **432**, 235.
- Rodriguez, J., Corbel, S., Kalemci, E., Tomsick, J. A. et al. 2004, An X-Ray Timing Study of XTE J1550-564: Evolution of the Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations for the Complete 2000 Outburst, *Astrophysical Journal* **612**, 1018.
- Rodriguez, J., Corbel, S. et Tomsick, J. A. 2003, Spectral Evolution of the Microquasar XTE J1550-564 over Its Entire 2000 Outburst, *Astrophysical Journal* **595**, 1032.
- Rodriguez, J., Durouchoux, P., Mirabel, I. F., Ueda, Y. et al. 2002a, Energy dependence of a low frequency QPO in GRS 1915+105, *Astron. & Astrophys.* **386**, 271.
- Rodriguez, J., Varnière, P., Tagger, M. et Durouchoux, P. 2002b, Accretion-ejection instability and QPO in black hole binaries I. Observations, *Astron. & Astrophys.* **387**, 487.
- Rybicki, G. B. et Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*, New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p.
- Régnier, S. 2001, *Analyse des structures magnétiques solaires observées par SOHO. Modélisation magnétohydrodynamique à 3 dimensions*, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay.
- Scargle, J. D. 1982, Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data, *Astrophysical Journal* **263**, 835.
- Shakura, N. I. et Sunyaev, R. A. 1973, Black holes in binary systems. Observational appearance., *Astron. & Astrophys.* **24**, 337.
- Shapiro, S. L., Lightman, A. P. et Eardley, D. M. 1976, A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1 - Structure and spectrum, *Astrophysical Journal* **204**, 187.
- Shimura, T. et Takahara, F. 1995, On the spectral hardening factor of the X-ray emission from accretion disks in black hole candidates, *Astrophysical Journal* **445**, 780.
- Sobczak, G. J., McClintock, J. E., Remillard, R. A., Cui, W. et al. 2000, Correlations between Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations and Spectral Parameters in XTE J1550-564 and GRO J1655-40, *Astrophysical Journal* **531**, 537.
- Sobolewska, M. A. et Życki, P. T. 2006, Spectral and Fourier analyses of X-ray quasi-periodic oscillations in accreting black holes, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **370**, 405.
- Staubert, R., Kreykenbohm, I., Kretschmar, P., Chernyakova, M. et al. 2004, INTEGRAL/IBIS Observations of VELA X-1 in a Flaring State, dans V. Schoenfelder, G. Lichti et C. Winkler (éditeurs), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 259–+.

- Stella, L. et Vietri, M. 1998, Lense-Thirring Precession and Quasi-periodic Oscillations in Low-Mass X-Ray Binaries, *Astrophysical Journal, Letters* **492**, L59+.
- Stirling, A. M., Spencer, R. E., de la Force, C. J., Garrett, M. A. *et al.* 2001, A relativistic jet from Cygnus X-1 in the low/hard X-ray state, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **327**, 1273.
- Strong, A. W. 2003, Maximum Entropy imaging with INTEGRAL/SPI data, *Astron. & Astrophys.* **411**, L127.
- Sunyaev, R. A. et Titarchuk, L. G. 1980, Comptonization of X-rays in plasma clouds - Typical radiation spectra, *Astron. & Astrophys.* **86**, 121.
- Swank, J. H. et Markwardt, C. B. 2003, RXTE PCA Snapshots of IGR J16318-4848 and IGR J19140+098, *The Astronomer's Telegram* **128**, 1.
- Tagger, M. et Pellat, R. 1999, An accretion-ejection instability in magnetized disks, *Astron. & Astrophys.* **349**, 1003.
- Tanaka, Y. et Shibazaki, N. 1996, X-ray Novae, *Annual Review of Astron and Astrophys* **34**, 607.
- Tauris, T. M. et van den Heuvel, E. 2003, Formation and Evolution of Compact Stellar X-ray Sources.
- Tingay, S. J., Jauncey, D. L., Preston, R. A., Reynolds, J. E. *et al.* 1995, Relativistic Motion in a Nearby Bright X-Ray Source, *Nature* **374**, 141.
- Titarchuk, L. 1994, Generalized Comptonization models and application to the recent high-energy observations, *Astrophysical Journal* **434**, 570.
- Titarchuk, L. et Osherovich, V. 2000, The Global Normal Disk Oscillations and the Persistent Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations in X-Ray Binaries, *Astrophysical Journal, Letters* **542**, L111.
- Titarchuk, L. et Shaposhnikov, N. 2005, How to Distinguish Neutron Star and Black Hole X-Ray Binaries? Spectral Index and Quasi-Periodic Oscillation Frequency Correlation, *Astrophysical Journal* **626**, 298.
- Tomsick, J. A., Kaaret, P., Kroeger, R. A. et Remillard, R. A. 1999, Broadband X-Ray Spectra of the Black Hole Candidate GRO J1655-40, *Astrophysical Journal* **512**, 892.
- van der Klis, M. 2004, A review of rapid X-ray variability in X-ray binaries, *ArXiv Astrophysics e-prints* .
- van der Klis, M., Jansen, F., van Paradijs, J., Lewin, W. H. G. *et al.* 1985, Intensity-dependent quasi-periodic oscillations in the X-ray flux of GX5 - 1, *Nature* **316**, 225.
- van der Klis, M., Swank, J. H., Zhang, W., Jahoda, K. *et al.* 1996, Discovery of Submillisecond Quasi-periodic Oscillations in the X-Ray Flux of Scorpius X-1, *Astrophysical Journal, Letters* **469**, L1+.
- Varnière, P. 2005, A simple model for the complex lag structure of microquasars, *Astron. & Astrophys.* **434**, L5.
- Varnière, P., Rodriguez, J. et Tagger, M. 2002, Accretion-ejection instability and QPO in black-hole binaries. II. Relativistic effects, *Astron. & Astrophys.* **387**, 497.
- Vaughan, B. A. et Nowak, M. A. 1997, X-Ray Variability Coherence: How to Compute It, What It Means, and How It Constrains Models of GX 339-4 and Cygnus X-1, *Astrophysical Journal, Letters* **474**, L43+.
- Walter, R., Rodriguez, J., Foschini, L., de Plaa, J. *et al.* 2003, INTEGRAL discovery of a bright highly obscured galactic X-ray binary source IGR J16318-4848, *Astron. & Astrophys.* **411**, L427.
- White, N. E., Peacock, A., Hasinger, G., Mason, K. O. *et al.* 1986, A study of the continuum and iron K line emission from low-mass X-ray binaries, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **218**, 129.

- Wijnands, R., Homan, J. et van der Klis, M. 1999, The Complex Phase-Lag Behavior of the 3-12 HZ Quasi-Periodic Oscillations during the Very High State of XTE J1550-564, *Astrophysical Journal, Letters* **526**, L33.
- Wijnands, R. et van der Klis, M. 1999, The Broadband Power Spectra of X-Ray Binaries, *Astrophysical Journal* **514**, 939.
- Zdziarski, A. A., Poutanen, J., Mikolajewska, J., Gierlinski, M. *et al.* 1998, Broad-band X-ray/gamma-ray spectra and binary parameters of GX 339-4 and their astrophysical implications, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **301**, 435.
- Zeldovich, Y. B. et Guseynov, O. H. 1966, Collapsed Stars in Binaries, *Astrophysical Journal* **144**, 840.
- Życki, P. T. et Sobolewska, M. A. 2005, Modelling the energy dependencies of X-ray quasi-periodic oscillations in accreting compact objects, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **364**, 891.

Partie VIII

Index

Index

- Accrétion
 - efficacité, 5
 - trou noir de Kerr, 7
 - trou noir de Schwarzschild, 7
 - lien avec l'éjection, 20
 - paramètre α , 7
- ADAF, 22, 152
- AEI, 21, 36, 140, 195
- BH, voir Corrélations, BH
- Binaire X de faible masse, voir LMXB
- Binaire X de grande masse, voir HMXB
- Binaires-X, voir XRB
- BLN, 32, 35, 190
 - définition, 31
 - modélisé, 148, 178
- Bruit
 - à bande limitée, voir BLN
 - apériodique, 31, 32, 178
 - modèles, 36, 37
 - en loi de puissance, 190
 - définition, 31
 - piqué
 - définition, 31
- CD, voir Diagramme, couleur-couleur
- CMCL, voir Monte-Carlo, code, linéaire
- CMCNL, voir Monte-Carlo, code, non linéaire
- Comptonisation thermique, 11
 - domaine de linéarité, 165–167
 - dépendance en énergie, 168, 169
 - facteur d'amplification, 12
 - paramètre Compton, 12, 163, 179
 - lien avec l'indice en photons, 13, 165, 166
 - pivot spectral, 169
- Corrélations
 - BH, 34, 35
 - flux X et radio, 20
 - PBK, 34
 - WK, 34, 35, 194, 207
- Couronne, 11
 - modèle d'oscillation, 137, 138
 - modèles d'émission thermiques, voir Comptonisation thermique
- Crabe, 120
- Décalages, voir Retards
- Diagramme
 - couleur-couleur, 16
 - intensité-dureté, 16
 - de binaires à étoile à neutrons, 16
 - de binaires à trou noir, 16
- Disque multicouleur, 10, 11
- Distribution spectrale en énergie, voir SED
- EF test, 93
 - statistique, 93
 - sur les données IBIS/ISGRI, 97
- Etat canonique des binaires à trou noir, 14
 - dur
 - définition, 14
 - variabilité, 15, 32
 - intermédiaire
 - définition, 15
 - modèles, 22, 23, 25
 - mou
 - définition, 14
 - variabilité, 32
 - quiescent
 - définition, 14
 - SPL
 - définition, 15
 - variabilité, 15, 32, 33
- Etat des binaires à étoile à neutrons, 15, 16
 - définition, 16
- Etoile à neutrons
 - sources en atoll, 16
 - sources Z, 16
- Evènement, 96
- Flot d'accrétion dominé par l'advection, voir ADAF
- Fréquencegramme, voir Rayleigh-PIF, fréquencegramme
- GRS 1915+105, 6, 17, 33, 84, 124, 194
- H test, 94
- HID, voir Diagramme, intensité-dureté
- Histogramme, 107
- histogramme
 - à N dimensions, 107
- HMXB, 8, 84
 - Binaire X à super-géante, 65
 - définition, 9
 - nombre, 4

- HS, voir Etat, mou
Hystérésis, 30, 31
- IGR J19140+0951, 124
- Instabilité d'Accrétion-Éjection, voir AEI
- Instabilités
hydrodynamique, 140
MHD, 140
- INTEGRAL, 43
- IBIS
caractéristiques, 42
instruments, 44
logiciel de traitement des données, 46
analyse temporelle standard, 47
principe, 47
stratégie d'observations, 45
structure des données
aux, 47
cat, 46
ic, 46
obs, 47
scw, 47, 96
- Jets
émission synchrotron, 19
compacts, 17
microquasars, 17
définition, 18
mouvements superluminiques, 18, 20
- Kuiper, 94
périodogramme, 95
statistique, 94
- LH, voir Etat, dur
- LMXB, 8
définition, 8
nombre, 4
- Luminosité d'Eddington, 6
- Masque codé
définition, 41
optimisation, 42
reconstruction d'image, 43
- MCD, voir Disque multicolore
- Microquasars, voir Jets, microquasars
- Monte-Carlo
code, 152, 157, 158
linéaire, 155
non linéaire, 154
méthodes, 152
pondération, 156
rejet, 113, 155
transformée inverse, 155
- Onde
bidimensionnelle, 182
conditions aux limites
radiales, 143, 144
verticales, 144, 182–184
de pression, 137
solutions en coordonnées cylindriques, 142
stationnaire, 144
transmission au rayon interne, 185
solution en pression, 187
spectres de puissance, voir Spectre de puissance,
transmission au rayon interne
unidimensionnelle, 144, 174
- OSA, voir INTEGRAL, logiciel de traitement des
données
- Oscillations Quasi-périodiques, voir QPO
- PDS, voir Spectre de puissance
- PIF, 96, 98
définition, 98
méthode
ajustement de l'hyperplan, 101, 215, 217
fine, 99–101
grossière, 99
- Pixels chauds, 53
définition, 109
- PSD, voir Spectre de puissance
- QPO, 169
évolution, 34, 180
amplitude, 181, 182, 187, 188, 207
basse fréquence, 32, 33, 35–37, 190, 193–195,
205–207
cohérence, 119, 120, 130, 131, 205
définition, 31
de type A, 32, 195
de type B, 32, 37, 195
de type C, 32, 37, 195
GRS 1915+105, 124, 129, 130, 194
harmoniques, 32, 191
haute fréquence, 32, 33, 36
kHz, 32–35
modélisé, 148, 149, 178
modèles, 35, 36
simulation, 112
spectre, 36, 125–127, 130, 191, 192, 205
XTE J1550-564, 191
- QS, voir Etat, quiescent
- Rayleigh
puissance de, 88
lien avec le spectre de Fourier, 89
test
hypothèse nulle, 89
interprétation géométrique, 92
seuil de détection, 90, 91
- Rayleigh-PIF
erreurs sur l'ajustement, 112
fréquencegramme, 106, 115, 116
pouvoir séparateur, 115, 116
principe, 102
puissance de Rayleigh, 103
significativité du test, 110, 111
temps de calcul, 116
- Retards, 30

-
- Science Window, voir INTEGRAL, structure des données, scw
- SCW, voir INTEGRAL, structure des données, scw
- Section efficace
- Klein-Nishina, 12, 153
 - Thomson, 6, 153
- SED
- binaires-X, 12
 - simulées, 163, 164
- SMAE, 21, 195
- Spectre de puissance, 31, 32
- évolution, 149, 150, 180, 181
 - définition, 29
 - dans l'approximation linéaire, 148, 149
 - de binaires à étoile à neutrons, 32, 33
 - de binaires à trou noir, 33, 191, 194
 - simulé numériquement, 178, 179
 - transmission au rayon interne, 188
- Structure Magnétique d'Accrétion-Éjection, voir SMAE
- TD, voir Etat mou
- Variabilité
- évolution, 34, 149, 150, 180, 181
 - apériodique, voir Bruit, apériodique
- Vitesse de propagation
- acoustique simple, 139, 197
 - Alfvén, 197
 - magnétoacoustique
 - lente, 197
 - rapide, 197
- WK, voir Corrélations, WK
- XRB
- définition, 5
 - ordre de grandeur
 - efficacité d'accrétion, 5
 - luminosité, 4
 - taux d'accrétion, 6
- XTE J1550-564, 194
- Yorick, 106, 162
- Z test
- statistique, 94

VARIABILITÉ TEMPORELLE DES BINAIRES-X : OBSERVATIONS AVEC *INTEGRAL*. MODÉLISATION.

Clément CABANAC

RÉSUMÉ

L'origine de la variabilité observée dans l'émission X et Gammas des binaires X reste encore à ce jour un problème largement débattu en astrophysique des hautes énergies. Ces objets présentent notamment des fortes variations aperiodiques et quasi-periodiques de leur luminosité sur d'aussi petites échelles de temps que la milliseconde et ce comportement erratique doit permettre de contraindre les modèles d'émission des zones les plus rapprochées des étoiles à neutrons ou des trous noirs de masse stellaire les constituant. Nous nous proposons dans ce manuscrit d'étudier le comportement de ces objets sous 3 angles différents : tout d'abord nous suivons l'évolution d'une source découverte par le satellite *INTEGRAL*, IGR J19140+0951. Par une étude spectro-temporelle et multi-instruments nous montrons que celle-ci doit vraisemblablement appartenir à la classe des binaires X de grande masse et abriter une étoile à neutron. Ensuite, nous proposons une nouvelle technique adaptée à l'étude temporelle des données provenant d'instruments à masques codés. Nous mettons en évidence par ce biais la présence de comportement périodiques et quasi-périodiques dans les données *INTEGRAL/ISGRI* de certains pulsars ou microquasars, jusqu'à des énergies proches de la centaine de keV. Enfin, nous proposons un modèle pour décrire la variabilité à basse fréquence des états les plus durs des binaires-X. Celui-ci est basé sur la comptonisation thermique de photons mous par une couronne chaude soumise à une onde de pression en géométrie cylindrique. Nous montrons alors par des solutions analytiques et une résolution numérique du problème qu'un tel modèle pourrait permettre de décrire certaines composantes observées dans les spectres de puissance des états durs ainsi que leur évolution tels que le bruit aperiodique et certaines oscillations périodiques de basses fréquences.

Mots-clés : Binaires-X, Microquasars – Modélisation, Variabilité; Oscillations Quasi-Périodiques (QPO); Bruit Aperiodique; Spectres de puissance; Observation – *INTEGRAL*; Comptonisation thermique – Mécanismes d'émission; Couronne.

ABSTRACT

The exact origin of the observed X and Gamma ray variability in X-ray binaries is still an open debate in high energy astrophysics. Among others, these objects are showing aperiodic and quasi-periodic luminosity variations on timescales as small as the millisecond. This erratic behavior must put constraints on the proposed emission processes occurring in the vicinity of the neutron star or the stellar mass black-hole held by these objects. We propose here to study their behavior following 3 different ways: first we examine the evolution of a particular X-ray source discovered by *INTEGRAL*, IGR J19140+0951. Using timing and spectral data given by different instruments, we show that the source type is plausibly consistent with a High Mass X-ray Binary hosting a neutron star. Subsequently, we propose a new method dedicated to the study of timing data coming from coded mask aperture instruments. Using it on *INTEGRAL/ISGRI* real data, we detect the presence of periodic and quasi-periodic features in some pulsars and microquasars at energies as high as a hundred keV. Finally, we suggest a model designed to describe the low frequency variability of X-ray binaries in their hardest state. This model is based on thermal comptonization of soft photons by a warm corona in which a pressure wave is propagating in cylindrical geometry. By computing both numerical simulations and analytical solution, we show that this model should be suitable to describe some of the typical features observed in X-ray binaries power spectra in their hard state and their evolution such as aperiodic noise and low frequency quasi-periodic oscillations.

Keywords : X-ray Binaries, Microquasars – Modeling; Variability; Quasi-Periodic Oscillations (QPO); Aperiodic Noise; Power Spectra; Observation – *INTEGRAL*; Thermal Comptonization– Emission processes; Corona.