Accélération et propagation des particules énergétiques dans la couronne solaire : de l'analyse des données de l'instrument RHESSI à la préparation de l'exploitation de l'instrument STIX sur Solar Orbiter

Sophie Musset

▶ **To cite this version:**

Sophie Musset. Accélération et propagation des particules énergétiques dans la couronne solaire : de l'analyse des données de l'instrument RHESSI à la préparation de l'exploitation de l'instrument STIX sur Solar Orbiter. Physique [physics]. PSL Research University; Observatoire de Paris, 2016. Français. NNT : . tel-01439907

HAL Id: tel-01439907
https://hal.science/tel-01439907

Submitted on 18 Jan 2017

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 DE DOCTORAT

de l'Université de recherche Paris Sciences et Lettres
PSL Research University

Préparée à l'Observatoire de Paris

ACCELERATION ET PROPAGATION DES PARTICULES ENERGETIQUES DANS LA COURONNE SOLAIRE : DE L'ANALYSE DES DONNEES DE L'INSTRUMENT RHESSI A LA PREPARATION DE L'EXPLOITATION DE L'INSTRUMENT STIX SUR SOLAR ORBITER

Ecole doctorale n°127
Astronomie & Astrophysique

Spécialité Astronomie et Astrophysique

COMPOSITION DU JURY :

M. AUCHERE Frédéric
IAS, Rapporteur

M. CHRISTE Steven
GSFC, Rapporteur

Mme BOMMIER Véronique
LESIA, Examinatrice

M. KONTAR Eduard
Université de Glasgow, Examinateur

M. KRUCKER Säm
FHNW, Examinateur

M. LIMOUSIN Olivier
CEA, Examinateur

M. SAUTY Christophe
LUTH, Président du jury

Mme VILMER Nicole
LESIA, Directrice de thèse

Soutenue par Sophie **MUSSET**
le 3 octobre 2016

Dirigée par **Nicole VILMER**

l'Observatoire de Paris

PSL RESEARCH UNIVERSITY PARIS

Remerciements

Cette thèse fut pour moi une aventure humaine autant qu'une aventure scientifique, et j'aimerais remercier toutes les personnes rencontrées au cours de cette aventure, ainsi que toutes celles qui m'ont soutenues.

Je voudrais avant tout remercier très chaleureusement Nicole, pour environ un millier de choses ; je n'en citerai que quelques-unes. Tout d'abord, pour m'avoir reçue lorsque je cherchais un stage et m'avoir proposé un sujet avec Véronique. Ce stage m'a donné envie de revenir à la physique solaire à la fin de mon master. Un grand merci pour avoir trouvé le financement CNES et ESEP pour cette thèse. D'un point de vue professionnel, ce fut un grand plaisir de travailler avec Nicole, et j'ai beaucoup appris à ses côtés. Je veux la remercier pour sa présence et son suivi tout au long de cette thèse, et en particulier pour ses relectures attentives (et très annotées !), pour toutes les répétitions de présentations, et pour tous ses conseils en général ; son réalisme, sa franchise, son optimisme et sa bonne humeur. Je voudrais aussi remercier ma directrice pour m'avoir accompagnée lors de nos visites (Wroclaw, Washington...) et pour toutes ces discussions non-scientifiques que nous avons eues.

Je voudrais également remercier du fond du cœur l'équipe de développement logiciel de STIX qui m'a accueillie pour cette thèse. Je voudrais remercier en particulier Laszlo et Nicky pour avoir fait face à mes nombreux problèmes techniques et pour avoir été très disponibles pour toutes mes questions. Un grand merci à Astrid et Ines qui m'ont accueillie à Graz pour que je puisse travailler avec elles. Un grand merci à Richard pour ses cours sur les détecteurs et pour ses astuces IDL, sans oublier sa disponibilité. Enfin, un immense merci à Gordon qui a toujours pris le temps de répondre à mes nombreuses questions concernant STIX, qui a lu et corrigé mes calculs et documents écrits en français !

En parlant de STIX... Je voudrais remercier chaleureusement Olivier et Aline pour leur accueil au CEA, pour m'avoir expliqué le fonctionnement des détecteurs de STIX et pour m'avoir montré des Caliste, ainsi que pour avoir été disponibles afin d'échanger autour du travail réalisé au sein de l'équipe logiciel. Ce fut un plaisir de travailler ensemble ! J'en profite par ailleurs pour remercier du fond du cœur Olivier d'avoir accepté d'être mon parrain de thèse, de m'avoir conseillée et encouragée.

Je voudrais également dire un grand merci à Eduard pour m'avoir accueillie à Glasgow et pour le travail réalisé ensemble ; pour avoir répondu à mes nombreuses questions, pour toutes les leçons de physique et les discussions au restaurant indien !

Un grand merci à Véronique pour m'avoir accueillie en stage avec Nicole et pour avoir toujours été disponible pour mes questions et mes demandes, ainsi que pour sa relecture attentive de mon rapport et de ma thèse. J'en profite également pour remercier l'équipe du pôle solaire pour son accueil et son attention ; travailler au sein de cette équipe a été une belle aventure et je remercie en particulier Ludwig, Guillaume, Brigitte, Pascal, Sophie et Etienne pour leur aide lorsque j'avais des questions ou lorsque j'ai répété mes présentations, ainsi que pour leur soutien. Je voudrais également remercier les doctorants et post-doctorants du groupe pour leur bonne humeur et leurs encouragements (et les discussions scientifiques également !) au cours de la thèse, Kévin, Miho, Rui,

Hamish, Rositsa, Rosa, Neus, Francesco, Stuart, Eoin, Pietro, Chloé... avec un remerciement tout spécial à Carolina pour sa bonne humeur et son soutien lors de ces trois années passées côte à côte au cours de nos thèses !

Je voudrais remercier les membres de mon jury de thèse. Merci beaucoup à Christophe, qui me connait depuis le master et qui accepté d'être le président du jury de cette thèse ; merci à Frédéric et Steven, qui ont accepté d'être rapporteurs et ont pris le temps de lire ce long manuscrit pendant l'été ; merci à Eduard, Olivier, Säm et Véronique pour leur lecture et leur présence lors de la soutenance. Et évidemment, merci à Nicole ! De manière plus large, je voudrais remercier le LESIA et en particulier sa direction, qui fait tout pour que les thèses se passent dans les meilleures conditions possibles, et ses gestionnaires qui sont toujours très efficaces et à l'écoute ! Je remercie en particulier Françoise, Claudine et surtout Constance, à qui j'ai donné du fil à retordre avec mes missions parfois un peu compliquées ! Je voudrais également remercier le CNES et le LABEX ESEP pour le financement de cette thèse et en particulier Jean-Yves Prado, Kader Amsif et Myriana Lozach, Pierre Drossart et Christiane Adam pour leur suivi et leur aide.

De nombreux doctorants ont été très présents pour moi au cours de la thèse et je voudrais les en remercier. Merci à Alizée, Faustine et Mélanie pour ces « RDV thésardes », qui nous faisaient beaucoup de bien ! Merci aussi en particulier à Miguel qui m'a encouragée puis guidée dans mon rôle de représentante étudiante, et pour son amitié. Merci aux doctorants du LESIA en général qui sont toujours partants pour un déjeuner ou un barbecue et toujours disponibles pour échanger autour d'un thé ou d'un café. Un merci spécial pour Mélody, Clément, Aurore et Raphaël avec qui j'ai beaucoup échangé au cours de ces trois années (voir quatre !). Je voudrais également remercier en particulier Sonny pour son amitié mais aussi pour toutes les solutions qu'il a apportées à mes problèmes au cours de ma thèse, souvent dans le domaine des statistiques, mais pas seulement ! Merci aux membres du LOC d'Elbereth avec qui j'ai passé d'excellents moments, lors des réunions interminables qui se finissaient parfois par un dîner et lors de cette semaine passionnante qu'est Elbereth...

Je voudrais également remercier les enseignants et moniteurs avec qui j'ai travaillé, dans le cadre de PSL, du DU ECU ou des parrainages, car ce fut un plaisir d'enseigner avec eux ; j'ai passé de très bons moments et beaucoup appris lors de ces temps d'enseignement.

J'espère avoir remercié toutes les personnes rencontrées dans le cadre professionnel au cours de cette thèse, et je veux maintenant ajouter dans ces remerciements des proches qui ont été là pour moi pendant cette période, mais également en amont de mon projet.

Je voudrais remercier Miguel et Mélody pour m'avoir accueillie un soir de juin 2011 au télescope de 1 mètre, me donnant envie de revenir... Je remercie également les membres du club Astro, que j'ai rejoint à mon arrivée à l'Observatoire, pour leur bonne humeur lors des réunions et des séances d'observations, de jour comme de nuit !

On peut penser qu'il n'y a aucun lien entre la pratique de la musique et la poursuite d'une thèse. Pourtant, la pratique d'un instrument m'a toujours beaucoup apporté : régularité, concentration, persévérance... Jouer de la musique permet aussi de changer complètement d'univers, de vider son esprit de toute idée scientifique pour la remplir de notes... Je voudrais donc dire un immense merci à Geneviève pour m'avoir prise en cours de basson. Pendant ces quatre années, j'ai pu progresser dans ma pratique musicale mais aussi d'un point de vue plus personnel... Car en plus des leçons de basson, ce sont parfois des leçons de vie qui m'étaient données le samedi après-midi ! Merci aussi aux musiciens de la Sirène avec qui j'ai passé d'excellents moments, aussi bien d'un point de vue musical que d'un point de vue humain ! J'aimerais remercier Audrey tout particulièrement, pour son aide, sa bonne humeur, sa disponibilité et avec qui partager le pupitre de basson fut un grand plaisir ! Enfin, je remercie Chantal, pour les cours de yoga qui m'ont bien aidée lors de cette dernière année de thèse, ainsi que tout le groupe pour leur bonne humeur et leurs encouragements.

J'ai été soutenue et encouragée par de nombreuses personnes sur mon chemin, en particulier par mes professeurs ; j'aimerais donc remercier en particulier Paulette, Mr et Mme Cottenceau, Mr Rey, Mr Allain et Mr Seigne pour et leurs conseils et encouragements.

Je voudrais remercier du fond du cœur mes amis de longue date pour leur intérêt et leur soutien au cours de cette thèse, mais aussi pour m'avoir permis de m'évader et de retrouver le « monde réel » existant en dehors de ma bulle. Merci aux « filles » (mais aussi aux copains !), qui sont de vraies Amies depuis toutes ces années, avec qui je peux tout partager et qui viennent même sur Paris en surprise. Merci également à mes amis de prépa pour leur curiosité et pour ces moments de détente qui m'ont vraiment permis de changer d'air ! Je voudrais enfin remercier Denis avec qui j'ai passé ces quatre dernières années main dans la main. Nous avons passé toutes les étapes de la thèse ensemble et partagé nos excitations, nos déprimes et nos doutes. Merci pour son aide et ses encouragements.

Il me reste à remercier ma famille, mon « clan », qui a toujours été derrière moi pour me soutenir et m'encourager, et je crois que les mots vont me manquer... Mais je vais faire au mieux. Je voudrais remercier tout particulièrement ma grand-mère ainsi que mon parrain Sylvain et mes marraines, Nicole et Monique, pour leur attention, leur soutien et leur fierté. Merci également d'avoir fait un long chemin pour être présents lors de ma soutenance. Je voudrais d'ailleurs remercier toutes les petites mains qui ont travaillé sans relâche pendant plusieurs jours pour préparer le buffet de thèse, avec tellement d'enthousiasme ! Mais je voudrais les remercier pour beaucoup plus que cela. Tout d'abord, merci à Fred et Matthieu, tout simplement pour leur présence à mes côtés depuis toujours et notre complicité qui nous permet d'être si proches et de tout partager. Et enfin, merci à mes parents. Merci à Papa, mon modèle de calme et de curiosité sur le monde. J'ai appris à poser des questions en l'observant. Merci à Maman, mon modèle d'indépendance et de volonté. J'ai appris qu'on devait suivre ses rêves en l'écoutant. Merci à mes parents, donc, pour m'avoir très tôt fait confiance et pour m'avoir toujours soutenue et encouragée dans mes choix ; pour m'avoir accompagnée à Paris lorsque j'ai voulu faire mon stage de troisième à l'IAP, dans les différents lycées lors des portes ouvertes des prépas, à Orsay et à Meudon pour mes installations... Et tant d'autres choses encore. Pour leur envie de me suivre dans mes projets, et dans mes vagabondages, que ce soit à Paris, Londres ou Minneapolis bientôt. En plus de leur confiance, je profite de leur optimisme et de leur enthousiasme au quotidien ; c'est pour moi le plus beau des cadeaux... Alors, merci du fond du cœur pour tout cet amour que je reçois et qui me porte depuis 26 ans.

Résumé

Le soleil est une étoile active, et les éruptions solaires sont une des manifestations de cette activité. Il est admis que l'énergie disponible pour les éruptions solaires a une origine magnétique, et est transmise au milieu lors de phénomènes de reconnexion magnétique dans la couronne. Une partie de cette énergie permet d'accélérer les particules du milieu (électrons et ions). Cependant, les détails concernant les conditions dans lesquelles les particules sont accélérées et se propagent des régions d'accélération aux sites d'interaction lors des éruptions solaires ne sont pas encore tous compris.

Plusieurs modèles d'accélération de particules ont été développés dans le cadre de l'étude des éruptions solaires. Dans certains modèles, les particules sont accélérées par un champ électrique généré au niveau de couches de courants électriques, qui peuvent être fragmentées, et qui sont préférentiellement localisées au niveau de surfaces quasi-séparatrices. Afin d'étudier le lien entre l'accélération de particules et le champ électrique direct produit au niveau de couches de courants, nous avons recherché s'il y avait des corrélations entre les sites d'émission des particules énergétiques et les courants électriques mesurés au niveau de la photosphère. Les observations X (dur) représentent les diagnostics les plus directs des électrons énergétiques produits pendant les éruptions solaires (rayonnement de freinage des électrons dans l'atmosphère solaire) et nous avons donc utilisé les observations X du satellite RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectrometric Imager) afin de produire des images et des spectres du rayonnement X dur des électrons énergétiques. Afin de caractériser les courants électriques dans la région éruptive, nous avons utilisé les données spectro-polarimétriques de l'instrument HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) du satellite SDO (Solar Dynamic Observatory) et nous avons calculé les densités de courants verticales photosphériques à partir du champ magnétique vectoriel reconstruit. Une corrélation entre les émissions X coronales (dues aux particules énergétiques proches du site d'accélération) et les rubans de forte densité de courants photosphériques (traces des couches de courants coronales) a été mise en évidence pour les cinq éruptions de classe X étudiées. De plus, grâce à la cadence temporelle de 12 minutes de SDO/HMI, nous avons pu étudier pour la première fois l'évolution des courants électriques au cours des éruptions : pour plusieurs éruptions, un changement localisé d'intensité des courants électriques a eu lieu au cours de l'éruption, et est co-spatial avec l'apparition de nouvelles sources d'émissions X. Ces observations montrent qu'il y a un lien entre évolution des courants électriques et des émissions de particules énergétiques au cours de l'éruption ; ces deux évolutions sont interprétées comme deux conséquences du phénomène de reconnexion magnétique.

Les sites d'émissions X ne sont pas nécessairement co-spatiaux avec les régions d'accélération des particules et il est donc crucial de comprendre également les mécanismes de transport de ces particules entre le site d'accélération et le site d'émissions X. Les observations récentes de RHESSI, en particulier les observations de spectro-imagerie, ont montré dans certains cas, qu'un pourcentage important des électrons énergétiques semblait piégé dans la couronne, dans la partie haute des boucles magnétiques, et donc proche des sites présumés d'accélération. Un mécanisme possible pour expliquer ces phénomènes de piégeage intense serait lié à la diffusion des particules, due à des

fluctuations turbulentes du champ magnétique, et qui entraînerait un transport non-collisionnel diffusif des particules du haut de l'arche (au voisinage des sites d'accélération) à leurs pieds. Nous avons étudié dans ce contexte le cas de l'éruption du 21 mai 2004. L'utilisation de la technique de spectro-imagerie X nous a permis de comparer les spectres et les flux d'électrons entre la source coronale (haut de la boucle) et les sources situées aux pieds de la boucle. Nous avons montré qu'une partie des électrons énergétiques est effectivement piégée dans la couronne, et expliqué ce piégeage par un transport diffusif avec un libre parcours moyen des électrons de 10^8-10^9 centimètres, ce qui est plus petit que la taille typique des boucles coronales. Le résultat de l'analyse des observations X est en accord avec ceux obtenus (et publiés) d'observations radio du rayonnement gyrosynchrotron des électrons de la même éruption, dans le domaine du GHz ; en comparant les résultats des observations dans ces deux domaines de longueur d'onde, nous avons montré que le piégeage des particules était plus important pour les particules de plus haute énergie responsables du rayonnement radio, ce qui semble indiquer que le processus de diffusion par les ondes serait dépendant de l'énergie des particules.

Dans le proche futur, l'instrument STIX (Spectrometer/Telescope for Imaging X-rays) à bord de la mission Solar Orbiter fournira des données de spectro-imagerie X. Une partie de ma thèse a été consacrée à la préparation de l'expérience STIX. Certaines caractéristiques de cette expérience (en particulier celles liées aux développements de logiciels auxquels j'ai contribué) sont décrites dans le manuscrit. Lors de mon travail de thèse, l'équipe de développement logiciel avait pour premier objectif la simulation du logiciel de bord de STIX ; au sein de cette équipe, j'ai écrit les modules d'étalonnage en énergie et de détection des défaillances des détecteurs. J'ai également testé les modules responsables de l'activation des régimes de contrôle et de la localisation grossière des éruptions solaires. Ce travail avait pour objectif la vérification du bon fonctionnement du logiciel de bord de l'instrument, écrit par ailleurs dans le cadre d'un contrat avec une entreprise privée. D'autre part, les différents tests exercés sur ce simulateur du logiciel de bord ont permis de déterminer les valeurs les plus idéales des différents paramètres dans ce logiciel. J'ai également participé aux tests d'une première version du logiciel d'analyse de spectres. J'ai utilisé les données d'éruptions observées par RHESSI, afin de visualiser la réponse de l'instrument STIX et les spectres résultant.

Abstract

The Sun is an active star and one manifestation of its activity is the production of solar flares. It is currently admitted that solar flares are caused by the release of magnetic energy during the process of magnetic reconnection in the solar upper atmosphere, the solar corona. During these flares, a large fraction of the magnetic energy is transferred to the acceleration of particles (electrons and ions). However, the details of particle acceleration during flares are still not completely understood.

Several scenarios and models have been developed to explain particle acceleration. In some of them, electric fields, produced at the location of current sheets, which can be fragmented or collapsing, and which are preferentially located on quasi-separatrix layers (QSLs), are accelerating particles. To investigate a possible link between energetic particles and direct electric fields produced at current sheet locations, we looked for a correlation between X-ray emission from energetic electrons and electric currents which can be measured at the photospheric level. We used the Reuven Ramaty High Energy Solar Spectrometric Imager (RHESSI) data to produce spectra and images of the X-ray emissions during GOES X-class flares, and spectropolarimetric data from the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) to calculate the vertical current densities from the reconstructed 3D vector magnetic field. A correlation between the coronal X-ray emissions (tracing the energetic electrons near the acceleration site) and the strong current ribbons at the photospheric level (tracing the coronal current sheet) was found in the five studied X-class flares. Moreover, thanks to the 12-minute time cadence of SDO/HMI, we could study for the first time the time evolution of electric currents : in several flares, a change in the current intensity, occurring during the flare peak, was found to be spatially correlated with X-ray emission sites. These observations enlighten a common evolution of both electric currents and X-ray emissions during the flare, and both evolutions are interpreted as consequences of the magnetic reconnection process.

X-ray observations provide the most direct diagnostic of energetic electrons produced during solar flares. However, it is important to understand the propagation of energetic electrons between the acceleration site and the X-ray emission sites. In several events, energetic electrons seem to be trapped in the coronal source on the top of the loop (somehow close to the acceleration region). One way to explain this trapping is to assume that turbulent magnetic fields are responsible for a diffusive transport of the electrons. In the case of one flare, we used imaging spectroscopy to study the electron spectra in the coronal X-ray sources and in each of the two footpoints. We showed that there is a significant excess of energetic electrons leaving the coronal source, compared to the number of energetic electrons precipitating in the footpoint sources. This suggests that a large amount of energetic electrons was trapped in the coronal source ; in the case of a diffusive transport model, the estimated mean free path in this event would be in the range 10^8 - 10^9 m, which is smaller than the loop itself and thus implies an efficient turbulent trapping. These observations are in agreement with observations of the same event in the microwave range (radio gyrosynchrotron emissions).

Finally, I participated in the software development for the STIX instrument which will be launched on the Solar Orbiter mission. During my PhD, the software team focused on the simulation of

the onboard software. I wrote the calibration module and the detector failure detection module. I also tested the rate control regime module and the flare location module. This work was carried out to simulate the real onboard software which is written by a private company, to verify the proper functioning of the software ; and on the other hand, the testing of the flare location module determined which values of the threshold parameters should be used to have a good chance to locate properly a flaring event. I also participated in the test of a first version of the analysis software producing photon spectra. I used data from several flares observed by RHESSI to simulate an input photon flux and spectrum, to then visualize what would be the count and photon fluxes derived from STIX observations.

Table des matières

1 Introduction **1**

I Accélération et propagation des particules énergétiques dans la couronne solaire **5**

2 Le Soleil, une étoile active et éruptive **7**
2.1 Le Soleil : une étoile active 7
2.1.1 Anatomie solaire 7
2.1.2 Champ magnétique : effet dynamo et cycle solaire 10
2.1.3 L'activité solaire 12
2.2 Les éruptions solaires 15
2.2.1 Observations typiques lors des éruptions solaires 15
2.2.2 Bilan énergétique 20
2.2.3 D'où vient l'énergie des éruptions solaires ? 21
2.3 Diagnostics des particules énergétiques accélérées lors des éruptions solaires 26
2.3.1 Emissions X 26
2.3.2 Emissions gamma 29
2.3.3 Emissions radio-électriques des électrons énergétiques 31
2.4 Emissions X produites lors des éruptions solaires 35
2.4.1 Spectres de photons typiques 35
2.4.2 Des photons aux électrons : modèles non-thermiques 36
2.4.3 Les sites d'émissions X 41
2.4.4 Récents résultats obtenus en imagerie et spectro-imagerie avec RHESSI . . . 42
2.4.5 Evolution de la taille des sources en fonction de l'énergie 44

3 Accélération et propagation des particules dans la couronne solaire **49**
3.1 Accélération de particules 49
3.1.1 Accélération par un ou des champs électriques directs, au niveau d'une ou plusieurs couches de courant 50
3.1.2 Accélération au niveau d'un choc 54
3.1.3 Accélération stochastique 54
3.2 Propagation des particules énergétiques 56
3.2.1 Description de l'évolution de la population d'électrons énergétiques 56
3.2.2 Modèle standard de propagation des particules énergétiques lors des éruptions solaires : transport collisionnel 56
3.2.3 Effets additionnels à un transport collisionnel 58
3.2.4 Modèle de transport diffusif des particules énergétiques 65

3.2.5 Résumé : quels sont les effets du transport sur les populations d'électrons énergétiques ? . . . 68

4 Accélération des électrons par des champs électriques directs : Quelle relation entre les sites d'émissions X et les couches de courant ? 69
4.1 Problématique . . . 70
4.1.1 Motivations . . . 70
4.1.2 Etudes précédentes . . . 71
4.2 Estimation des courants électriques photosphériques . . . 74
4.2.1 Principe de la spectropolarimétrie . . . 74
4.2.2 Mesures spectropolarimétriques par des instruments spatiaux . . . 75
4.2.3 La région active 11158 . . . 78
4.3 L'éruption du 15 février 2011 . . . 78
4.4 Lien entre courants électriques et émissions X dans le cas de l'éruption de classe X du 15 février 2011 . . . 80
4.4.1 Contexte de l'éruption : observations X et EUV . . . 80
4.4.2 Superpositions entre courants électriques et émissions X . . . 87
4.4.3 Résultats et interprétation . . . 89
4.5 Lien entre courants électriques et émissions X dans 4 autres éruptions de classe X . . . 91
4.5.1 Sélection des données . . . 91
4.5.2 Analyse des cartes de courants . . . 91
4.5.3 Emissions X et courants électriques . . . 93
4.5.4 Résultats et discussion . . . 102
4.6 Conclusions et perspectives . . . 103
4.7 Article . . . 105

5 Transport diffusif des électrons énergétiques dans la couronne solaire 119
5.1 Contexte . . . 119
5.1.1 Prédictions du modèle de propagation diffusive des électrons énergétiques . . . 119
5.1.2 L'éruption du 21 mai 2004 . . . 122
5.2 Résumé des observations . . . 123
5.3 Analyse . . . 124
5.3.1 Flux des électrons énergétiques . . . 124
5.3.2 Estimation du libre parcours moyen dans le cadre d'un transport diffusif . . . 125
5.3.3 Densité d'électrons énergétiques . . . 126
5.4 Interprétation des observations et analyses . . . 127
5.4.1 Interprétation des observations X . . . 127
5.4.2 Comparaison des observations X avec les observations radio . . . 128
5.5 Conclusions et perspectives . . . 130
5.5.1 Conclusions . . . 130
5.5.2 Perspectives . . . 131
5.6 Article . . . 132

II Préparation de l'exploitation de l'instrument STIX sur Solar Orbiter 147

6 Instrumentation X solaire : de RHESSI à STIX 149
6.1 Observations X : généralités et instruments . . . 149

6.1.1 Généralités sur les observations X . . . 149
6.1.2 RHESSI : Description générale . . . 152
6.1.3 Solar Orbiter . . . 154
6.1.4 STIX, Spectrometer/Telescope for Imaging X-rays : concept général . . . 157
6.2 Détecteurs X . . . 159
6.2.1 Détecteurs : généralités . . . 159
6.2.2 Les détecteurs de RHESSI . . . 165
6.2.3 Les détecteurs de STIX . . . 167
6.2.4 Analyse spectroscopique : l'exemple de RHESSI . . . 169
6.3 Systèmes d'imagerie indirects . . . 172
6.3.1 Système d'imagerie indirect : généralités . . . 172
6.3.2 Le système d'imagerie de RHESSI . . . 175
6.3.3 Algorithmes de reconstruction d'images (le cas de RHESSI) . . . 178
6.3.4 Spectro-imagerie avec RHESSI . . . 182
6.3.5 Système d'imagerie : STIX . . . 182
6.4 Conclusion . . . 189

7 Préparation de l'exploitation de l'instrument STIX 191
7.1 Participation à la simulation du logiciel de bord . . . 192
7.1.1 Etalonnage en énergie . . . 192
7.1.2 Les aperçus . . . 194
7.2 Participation à l'élaboration de tests sur le logiciel de bord . . . 196
7.2.1 Tests simples . . . 196
7.2.2 Activation des différents régimes de contrôle . . . 197
7.2.3 Localisation grossière des éruptions . . . 199
7.2.4 Stratégies adoptées pour d'autres tests . . . 201
7.3 Optimisation du paramètre t_Q pour l'accumulation du spectre d'étalonnage . . . 202
7.4 Premières simulations de la réponse des détecteurs STIX . . . 204
7.4.1 De l'éruption observée par RHESSI à l'éruption observée par STIX . . . 204
7.4.2 Comparaison entre la réponse des détecteurs STIX implémentée et la réponse des CALISTE au CEA . . . 204
7.5 Conclusions . . . 207

III Conclusion 209

8 Conclusions et perspectives 211
8.1 Relation entre sites d'émissions X des électrons énergétiques et densités de courants verticaux photosphériques . . . 211
8.2 Transport des électrons énergétiques dans l'atmosphère solaire . . . 213
8.3 Préparation de l'exploitation de l'expérience STIX sur Solar Orbiter . . . 215

IV Annexes 223

A Mission doctorale à l'Observatoire 225
A.1 Enseignement en première et deuxième année universitaire . . . 225
A.2 Enseignement pour le diplôme d'université . . . 225
A.3 Parrainages de classes . . . 226

B Autres activités doctorales **227**
B.1 Formation doctorale 227
B.1.1 Ecoles 227
B.1.2 Cours doctoraux 228
B.2 Représentation étudiante au conseil de laboratoire 228
B.3 Organisation de la conférence Elbereth 228

C RHESSI Nugget number 255 **245**

D Choix du « beam factor » pour l'algorithme CLEAN **251**

E Détails concernant le développement logiciel pour STIX **255**
E.1 Logiciel de bord 256
E.2 Résultats détaillés des tests sur le module de localisation des éruptions 257

Nomenclature

Notations

A	aire
$\vec{B}$	champ magnétique
c	vitesse de la lumière dans le vide
C	capacité
d	taille de la région d'accélération
	ou interfrange d'un motif de moiré
D	distance entre deux grilles
$D_{\mu\mu}$	tenseur de diffusion en angle d'attaque
e	charge électronique
$\vec{E}$	champ électrique
E ou E_0	énergie d'un électron énergétique
E_m	énergie magnétique
EM	mesure d'émission
ΔE	résolution spectrale
f	fonction de distribution de particules énergétiques
f	ou facteur de Fano
f_{ge}	fréquence de giration d'un électron
f_p	fréquence plasma
F	distribution des électrons énergétiques émettant un rayonnement X
F_0	distribution initiale des électrons énergétiques
$\mathcal{F}$	champ de force externe
I	paramètre de Stokes (intensité totale du rayonnement)
I_{BR}	émissivité du rayonnement de freinage
I_{CI}	émissivité du rayonnement Compton inverse
I_S	émissivité du rayonnement synchrotron
$\vec{j}$	densité de courant électrique
$\vec{k}$	vecteur d'onde
K	paramètre de collision coulombienne
L ou L_0	échelle de longueur
m_i	masse d'une particule d'espèce i

n	densité du plasma
$n_b^{E_0}$	densité d'électrons énergétiques d'énergie supérieure à E_0
n_e	densité d'électrons
n_0	densité du plasma déduite des observations X
N_0	densité locale d'électrons énergétiques
$\dot{N}$	flux d'électrons dans une cible
$\langle nVF \rangle$	Spectre moyen du flux d'électrons énergétiques
p	pas d'une grille
Q	charge électrique
	ou section efficace
	ou paramètre de Stokes
r_0	rayon classique de l'électron
$\vec{r}$	position d'une particule
R_m	nombre de Reynolds magnétique
S	source d'électrons énergétiques
t	temps
T	température
$\vec{v}$	vitesse d'une particule
U	tension électrique
V	volume
	ou paramètre de Stokes
$\vec{V}$	visibilité complexe
z	coordonnée spatiale le long d'une boucle coronale
Z	numéro atomique
α	constante de structure fine
	ou angle de rotation du sous-collimateur par rapport à un axe de référence
α_B	paramètre de convergence magnétique
α_c	valeur critique de l'angle d'attaque (cône de perte)
δ	indice spectral d'une population d'électrons énergétiques
ΔE	résolution spectrale
η	résistivité
θ	angle d'attaque d'une particule
ϵ	énergie d'un photon
γ	indice spectral d'une distribution de photons - facteur de Lorentz
λ	libre parcours moyen (ou longueur d'onde)
λ_B	longueur de corrélation des fluctuations magnétiques
Λ	logarithme de Coulomb
μ	cosinus de l'angle d'attaque d'un électron énergétique
μ_0	perméabilité du vide
ν_c	fréquence de collisions coulombiennes
ω	énergie de création d'une paire électron-trou
Ω_{ce}	fréquence de giration électronique
σ	conductivité électrique du milieu
σ_i	section efficace pour le phénomène i
τ	profondeur optique
τ_{coll}	temps de vie collisionnel d'un électron énergétique
τ_p	temps de filtrage

Acronymes

ACE	Advanced Composition Explorer
ADU	Analog to Digital Units
AIA	Atmospheric Imaging Assembly
ASIC	Application-Specific Integration Circuit
BBSO	Big Bear Solar Observatory
CdTe	Tellurure de cadmium
EDP	Energetic Particle Detector
ENC	Equivalent Noise Charge
ESA	European Spatial Agency
EUI	EUV full-Sun and high-resolution Imager
EUV	Extreme Ultraviolet
EUVI	EUV Imager
FOXSI	Focusing Optics X-ray Solar Imager
HMI	Helioseismic and Magnetic Imager
HXR	Hard X-ray
HXT	Hard X-ray Telescope
LASCO	Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment
MAG	Magnetometer
MHD	Magnetohydrodynamique
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PHI	Polarimetric and Helioseismic Imager
RCR	Rate Control Regime
RHESSI	Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager
RPW	Radio and Plasma Wave analyser
SDO	Solar Dynamic Observatory
SEP	Solar Energetic Particle
SMEX	Small Explorer
SoHO	Solar and Heliospheric Observatory
SolO	Solar Orbiter
SolOHI	Solar Orbiter Heliospheric Imager
SPICE	Spectral Imaging of the Coronal Environment
STEREO	Solar TErrestrial RElations Observatory
STIX	Spectrometer/Telescope for Imaging X-rays
SWA	Solar Wind Analyser
SXR	Soft X-ray
TRACE	Transition Region And Coronal Explorer
UV	Ultraviolet

Chapitre 1

Introduction

Le Soleil est observé depuis des siècles par les scientifiques ; par exemple, Galilée, avec sa lunette astronomique, étudia l'évolution des taches sur sa surface au début du XVII^{e} siècle, ce qui lui permit de faire l'hypothèse que le Soleil était en rotation sur lui-même. L'observation quotidienne de ces taches par des astronomes a permis d'établir des relevés sur plusieurs décennies et d'étudier par exemple le fameux cycle d'activité solaire, qui se traduit par une évolution cyclique du nombre de taches solaires sur une durée d'environ onze ans. C'est d'ailleurs pendant l'une de ces observations quotidiennes des taches solaires que l'astronome Richard Christopher Carrington observa la première éruption solaire en 1859.

Aujourd'hui, les observations concernant notre étoile sont plus nombreuses et variées que jamais. Nous étudions l'intérieur solaire avec des observations héliosismologiques ; la surface solaire avec des observations dans le domaine visible, et notamment des observations spectropolarimétriques permettant d'en mesurer le champ magnétique ; l'atmosphère solaire via des observations dans les domaines ultraviolet et radio ; les particules énergétiques se propageant dans cette atmosphère via des diagnostics X, gamma et radio ; les éjections de matière grâce à des coronographes ; et enfin, nous étudions le vent solaire et l'héliosphère, ainsi que les évènements à particules, notamment grâce à des mesures du plasma et des particules in-situ. Depuis vingt ans, certaines observations ont été réalisées en continu, par exemple par le satellite SoHO. Depuis 2011, le satellite SDO fournit également des données solaires en continu. Les observations en ultraviolet sont obtenues avec une cadence temporelle et une résolution spatiale inégalées jusqu'à présent. Des mesures des trois composantes du champ magnétique à la surface du Soleil sont également produites en continu avec une cadence temporelle significativement meilleure que pour les précédentes mesures. Par ailleurs, de nombreuses observations du Soleil et de son atmosphère sont actuellement disponibles simultanément dans des domaines de longueur d'onde variés, allant de la radio aux rayonnements gamma. Certaines observations proviennent de différents points dans l'espace (par exemple avec STEREO), ce qui permet d'observer le Soleil sous plusieurs angles en même temps, mais également de réaliser des mesures in-situ à plusieurs endroits de l'héliosphère.

En résumé, les observations actuelles du Soleil sont nombreuses, couvrent la quasi-totalité du spectre électromagnétique, sont obtenues par de nombreuses techniques observationnelles et sont extrêmement détaillées grâce aux bonnes résolutions spatiales et spectrales, et aux hautes cadences temporelles. La physique solaire est par ailleurs l'un des rares domaines de l'astrophysique où il est possible de combiner les observations astronomiques avec des mesures in-situ. La richesse des observations solaires actuelles et leur analyse permettent ainsi de fournir d'importantes contraintes sur les processus physiques en jeu au sein de ce plasma naturel. Cette analyse s'accompagne à l'heure actuelle non seulement de modèles théoriques mais aussi de simulations numériques. Ces simulations numériques sont réalisées à différentes échelles spatiales et temporelles, et dans diffé-

rents paradigmes : théorie de la magnétohydrodynamique (MHD), théorie cinétique... L'étude du Soleil aujourd'hui vise à comprendre le détail de divers mécanismes physiques se produisant en son sein, tels que, par exemple, le mécanisme de dynamo solaire, source du champ magnétique, les mécanismes de chauffage de la couronne solaire, ou les mécanismes de dissipation de l'énergie magnétique et d'accélération des particules lors des phénomènes éruptifs. De nos jours, la recherche en physique solaire est donc basée sur la combinaison de diagnostics observationnels et de modélisations, et utilise différentes descriptions physiques, afin d'étudier les relations entre différents processus physiques (e.g. reconnexion magnétique et accélération de particules) qui se produisent à différentes échelles spatiales (par exemple entre l'échelle cinétique décrivant les mouvements des particules et l'échelle de la MHD décrivant l'évolution des boucles magnétiques dans la couronne solaire). D'autre part, l'étude de l'influence du Soleil sur l'héliosphère est aujourd'hui un champ de recherche très actif, puisque c'est dans cette thématique de recherche que s'inscrivent les deux prochaines grandes missions spatiales dédiées à la physique solaire et héliosphèrique : Solar Orbiter (ESA) et Solar Probe Plus (NASA), dont les lancements sont prévus en 2018. Notons par ailleurs que la discipline émergente appelée « météorologie de l'espace » se consacre à l'étude et à la prédiction des effets de l'activité solaire sur la planète Terre et en particulier sur les activités technologiques.

C'est dans le contexte général de la recherche sur les éruptions solaires que s'inscrit cette thèse. En effet, de nombreuses questions sont encore à l'étude, telles que la nature des mécanismes responsables du déclenchement des éruptions au sein d'une région active, le rôle de la reconnexion magnétique, la nature des processus physiques permettant le transfert de l'énergie magnétique au milieu, les mécanismes permettant d'accélérer les particules de manière efficace, le lien entre l'énergie libérée et la complexité des régions actives, les conditions pour lesquelles les éruptions sont liées à des éjections de masse, et les conditions permettant à une partie des particules énergétiques de s'échapper de l'atmosphère solaire.

Cette thèse s'intéresse à ces problématiques, en se focalisant en particulier sur le problème de l'accélération des particules énergétiques lors des éruptions solaires. Les diagnostics les plus directs pour étudier ces particules sont les rayonnements dans les domaines X et gamma, émis lors de l'interaction des particules énergétiques avec le milieu ambiant de l'atmosphère solaire. Cependant, les particules énergétiques subissent en général un transport entre le site d'accélération et le site d'interaction, transport qui peut éventuellement modifier les paramètres physiques de la distribution des particules. Il est donc important, lorsque l'on s'intéresse à l'accélération des particules, de s'intéresser également à leur propagation au sein de l'atmosphère solaire, afin de comprendre, et déterminer à partir des observations des rayonnements de ces particules, les propriétés des particules dues au transport, et celles qui sont dues directement au mécanisme d'accélération.

Cette thèse comprend deux volets. La première partie se consacre à l'étude de l'accélération et de la propagation des électrons énergétiques dans la couronne solaire, via l'analyse des données du satellite RHESSI qui fournit des observations des éruptions solaires dans les domaines X et gamma. Les éruptions solaires et les diagnostics X des électrons énergétiques sont présentés dans le chapitre 2, tandis que les modèles d'accélération et de propagation des particules dans la couronne solaire sont présentés dans le chapitre 3. J'ai étudié le lien entre les sites d'interaction des électrons énergétiques et les régions de fortes densités de courants électriques mesurées au niveau photosphérique, afin d'étudier la relation entre l'accélération des particules au cours des éruptions solaires et les courants électriques qui sont associés à l'énergie magnétique non-potentielle au sein des régions actives. Ce travail a permis notamment d'observer pour la première fois une évolution temporelle commune aux courants électriques et aux émissions des électrons énergétiques, dans le cas d'une éruption solaire, ce qui a fait l'objet d'un article publié (Musset et al., 2015). Cette étude a été étendue à

quatre autres éruptions solaires dans le cadre de la thèse et est décrite dans le chapitre 4. D'autre part, j'ai étudié l'effet du transport des électrons énergétiques dans la couronne, en utilisant des diagnostics de spectro-imagerie X de RHESSI et en comparant ces observations avec des observations en radio centimétrique. Ce travail a permis de montrer qu'un transport diffusif des électrons au sein des boucles coronales pouvait expliquer les différentes observations réalisées, et que le libre parcours moyen des électrons énergétiques était d'autant plus petit que l'énergie des électrons était importante. Cette étude fait l'objet du chapitre 5, ainsi que d'un article soumis (Musset et al, 2016).

Le deuxième volet de cette thèse est axé autour de la préparation de l'exploitation de l'expérience STIX sur Solar Orbiter. L'instrumentation dans le domaine X pour la physique solaire est présentée dans le chapitre 6, avec un accent particulier sur les instruments RHESSI (utilisé dans la première partie de la thèse) et STIX. STIX est le spectro-imageur X à bord de la mission de l'ESA Solar Orbiter. L'un des objectifs de cette mission est l'étude de l'influence du Soleil sur l'héliosphère. Pour cela, ce satellite orbitera autour du Soleil, avec une orbite elliptique dont le périhélie est à environ 0.3 UA. Des mesures in-situ seront donc réalisées proches du Soleil et pourront être combinées aux mesures réalisées par les télescopes présents sur la plateforme, dont STIX, qui s'intéressera en particulier aux particules énergétiques accélérées dans l'atmosphère solaire et à leur lien avec les particules du milieu interplanétaire. Pendant les trois ans de ma thèse, j'ai intégré l'équipe chargée du développement logiciel pour STIX, et le travail que j'ai réalisé au sein de cette équipe fait l'objet du chapitre 7.

Enfin, les résultats marquants de ces travaux, ainsi que plusieurs axes d'étude permettant la poursuite de ce type de recherche dans le contexte de la mission Solar Orbiter en particulier, et dans le cadre des prochaines missions spatiales et développements théoriques en physique solaire de manière générale, sont présentés dans le chapitre 8.

Première partie

Accélération et propagation des particules énergétiques dans la couronne solaire

Chapitre 2

Le Soleil, une étoile active et éruptive

Sommaire

2.1 Le Soleil : une étoile active 7
2.1.1 Anatomie solaire 7
2.1.2 Champ magnétique : effet dynamo et cycle solaire 10
2.1.3 L'activité solaire 12
2.2 Les éruptions solaires 15
2.2.1 Observations typiques lors des éruptions solaires 15
2.2.2 Bilan énergétique 20
2.2.3 D'où vient l'énergie des éruptions solaires ? 21
2.3 Diagnostics des particules énergétiques accélérées lors des éruptions solaires 26
2.3.1 Emissions X 26
2.3.2 Emissions gamma 29
2.3.3 Emissions radio-électriques des électrons énergétiques 31
2.4 Emissions X produites lors des éruptions solaires 35
2.4.1 Spectres de photons typiques 35
2.4.2 Des photons aux électrons : modèles non-thermiques 36
2.4.3 Les sites d'émissions X 41
2.4.4 Récents résultats obtenus en imagerie et spectro-imagerie avec RHESSI . . 42
2.4.5 Evolution de la taille des sources en fonction de l'énergie 44

2.1 Le Soleil : une étoile active

2.1.1 Anatomie solaire

Le Soleil est composé de plasma (gaz ionisé) de son cœur à son atmosphère et n'a donc pas de surface à proprement parler, cependant, on distingue un intérieur solaire, et une atmosphère solaire. La séparation entre les deux est caractérisée par un fort gradient de densité et de température du plasma : cette surface solaire est appelée « photosphère », et est définie comme étant la couche pour laquelle la profondeur optique vaut 1 dans le domaine visible (i.e. la couche où le plasma devient optiquement mince). C'est donc la couche que nous voyons à l'œil nu, dans le domaine visible, car

les photons produits au cœur du Soleil peuvent alors se propager librement lorsqu'ils atteignent cette limite.

Au cœur du Soleil, les conditions de pression et de température du plasma, imposées par la compression gravitationnelle, sont de l'ordre de 10^{32} m^{-3} et 1.5 $\times 10^7$ K ; ce qui est suffisant pour provoquer des réactions de fusion nucléaire responsables de la transformation de noyaux d'hydrogènes en éléments plus lourds, principalement de l'hélium. L'énergie ainsi produite est transportée sous forme de rayonnement électromagnétique dans la zone radiative, située autour du cœur (voir figure 2.1). Dans cette zone, la densité du plasma reste très importante (10^{29}-10^{30} m^{-3}) et les photons rayonnés sont constamment absorbés et réémis lors de la propagation du rayonnement.

Entre la zone radiative et la surface solaire se trouve une zone convective. La région de transition entre les zones radiative et convective est appelée tachocline, et est le siège de cisaillements importants des vitesses angulaires des particules du milieu, puisqu'elle fait l'interface entre la région radiative qui est en rotation solide, et la région convective dont la rotation est différentielle (la vitesse angulaire du plasma dépend alors de la latitude et de la distance au centre). La dynamique de la zone convective est gouvernée par les mouvements de matière, et le transport d'énergie se fait par convection : des bulles de plasma chauffées au niveau de la tachocline (de densité plus faible que le milieu extérieur) vont subir la poussée d'Archimède et remonter vers la surface solaire. Au niveau de la photosphère, cette énergie thermique est rayonnée car le milieu devient optiquement mince. La bulle de plasma est donc refroidie par transfert radiatif, ce qui se traduit par une augmentation de sa densité et donc une descente vers la tachocline. Au cours de sa descente et au niveau de la tachocline, cette bulle de plasma sera à nouveau chauffée et le processus de transport d'énergie sera répété.

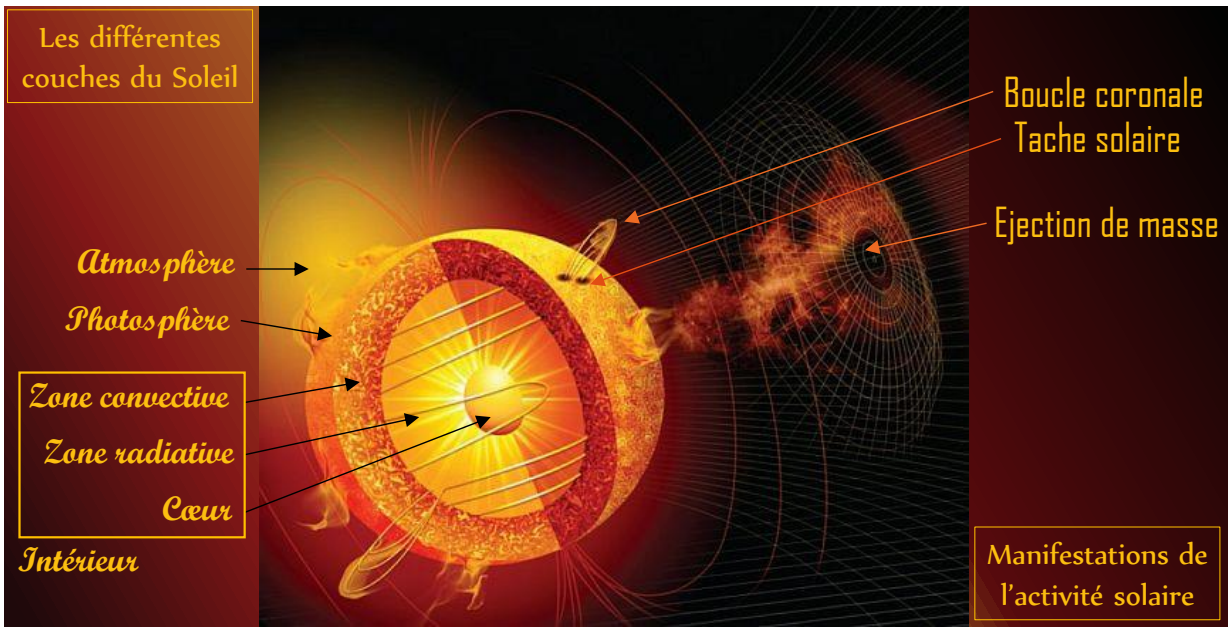


Figure 2.1 – Structure du Soleil et phénomènes observables.

Notons que ces processus de transport d'énergie à l'intérieur du Soleil sont lents et que le temps écoulé pour qu'un photon émit au cœur de l'étoile atteigne la surface solaire est de l'ordre de 10^5 années. Les processus d'absorption et de réémission des photons permettent d'établir un équilibre thermodynamique, et le rayonnement de surface du Soleil suit donc une loi de corps noir, c'est-à-dire que la distribution spectrale du rayonnement de la surface ne dépend que de la température de

surface : dans le cas du Soleil, le pic d'intensité lumineuse est situé vers 500 nm, ce qui correspond à une température d'environ 5800 K.

Au sein des différentes couches de l'intérieur solaire, la densité et la température du plasma diminuent avec la distance au centre du Soleil. Au niveau de la photosphère, la densité est de l'ordre de 10^{23} m^{-3}. Dans l'atmosphère solaire, cette densité continue de diminuer avec la distance au centre, avec des gradients plus ou moins importants. En revanche, la température de la photosphère est une température minimum : si elle décroit avec la distance à l'intérieur du Soleil, la température du plasma croit avec la distance dans l'atmosphère solaire, comme cela est visible sur la figure 2.2. Les différents gradients de température et de densité dans cette atmosphère permettent de distinguer différentes zones ; cependant, il faut garder à l'esprit que cette vision stratifiée de l'atmosphère est une vision simplifiée, et que les séparations entre les différentes couches ne sont pas marquées ni même claires.

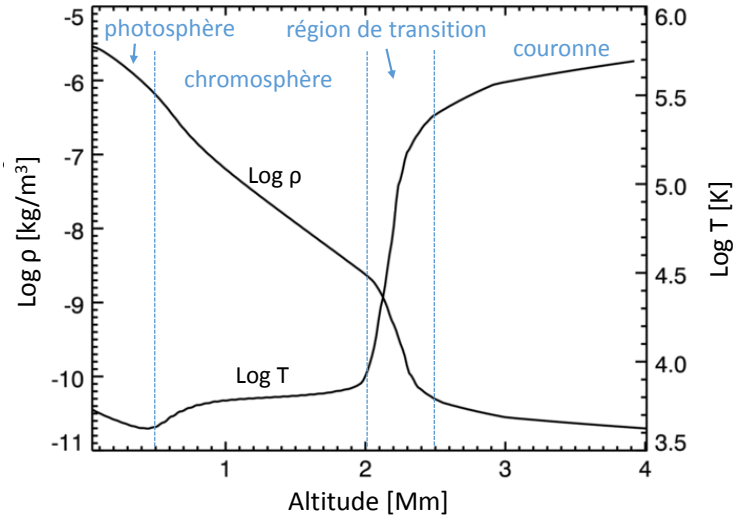


Figure 2.2 – Variation de la densité ρ et de la température T du plasma dans l'atmosphère solaire, en fonction de l'altitude au-dessus de la photosphère (figure inspirée de la figure 1 de Fedun et al., 2011).

La couche située juste au-dessus de la photosphère est appelée « chromosphère ». Au-delà de 2 Mm, la température du milieu croit extrêmement vite sur une courte distance, dans ce que l'on appelle la « région de transition ». Au-delà de cette région se trouve la couronne solaire, dont la particularité est sa température, qui se situe entre un et deux millions de degrés. On distingue généralement la couronne basse, d'environ 2 millions de degrés, située au-dessus de la région de transition, et la haute couronne, autour d'un million de degrés. La limite de l'atmosphère solaire n'est pas claire, et l'influence du Soleil se fait ressentir dans tout le système solaire et au-delà, dans ce que l'on appelle l'héliosphère, notamment à cause du vent solaire : une perte continue de masse de l'atmosphère de notre étoile.

Notons que différents phénomènes sont visibles dans ces différentes couches de l'atmosphère solaire. En effet, les taches solaires, visibles sur la photosphère, sont liées à des structures magnétiques émergentes qui s'étendent jusque dans la couronne solaire (voir figure 2.1). D'autre part, des éjections de masse coronale ou des éruptions de filament sont parfois visibles, et constituent une perte de masse plus violente que la perte continue due au vent solaire. Par ailleurs, les éruptions solaires qui se produisent dans la basse couronne permettent d'accélérer des particules, qui se propagent ensuite soit vers la surface solaire, et sont alors freinées par collisions avec les particules du milieu dans les couches plus denses de l'atmosphère (chromosphère et photosphère), soit dans la haute couronne et dans le milieu interplanétaire.

Ces différentes manifestations de l'activité solaire suivent un cycle d'environ 11 ans, lui-même

lié au cycle magnétique qui voit l'inversion des pôles magnétiques du Soleil sur cette même période, produit par un phénomène de dynamo qui amplifie et module le champ magnétique à l'intérieur de l'étoile. Dans ce qui suit, nous présentons brièvement ce phénomène de dynamo, le cycle d'activité du Soleil ainsi que les principales manifestations de cette activité. Dans la section suivante, nous nous focalisons sur les éruptions solaires, qui sont l'objet de cette thèse.

2.1.2 Champ magnétique : effet dynamo et cycle solaire

Effet dynamo

Comme mentionné précédemment, le cœur et la zone radiative du Soleil ont une rotation solide alors que la zone convective a une rotation différentielle. Cela favorise le mécanisme de dynamo, avec l'amplification d'un champ magnétique existant au niveau de la tachocline, à l'interface entre ces deux zones. Cet effet est également responsable d'une modulation du champ magnétique, cyclique. Le phénomène de dynamo solaire fait l'objet de recherches actives aujourd'hui : les modèles doivent notamment expliquer comment la dynamo solaire permet d'inverser les polarités magnétiques au cours d'un cycle solaire.

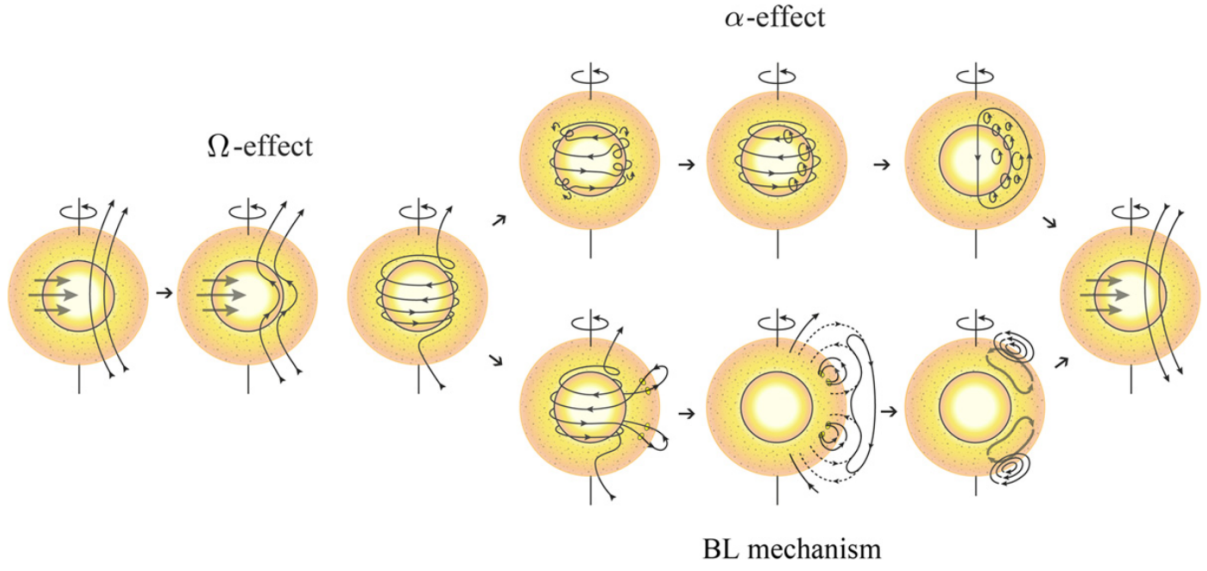


Figure 2.3 – Illustration des processus principaux en jeu dans les modèles de dynamo solaire. L'effet Ω (à gauche) décrit la transformation d'un champ magnétique initialement poloïdal en un champ toroïdal, à cause de la rotation différentielle solaire. Le passage du champ toroïdal au champ poloïdal est ensuite décrit soit par l'effet α (en haut) ou par l'effet Babcock-Leighton (BL, en bas) (figure tirée de Sanchez et al., 2014).

Le premier effet de la dynamo est induit par la rotation différentielle : il permet de passer d'un champ poloïdal à grande échelle, à un champ toroïdal. Ce mécanisme est appelé « effet Ω » (voir figure 2.3). Mais le phénomène de dynamo doit également expliquer comment on passe de de champ toroïdal à un nouveau champ poloïdal dont les polarités ont été inversées. Deux types de mécanismes sont généralement invoqués : l'effet α ou l'effet Babcock-Leighton, qui sont tous les deux illustrés dans la figure 2.3. Dans le cas de l'effet α, le champ magnétique subit de la turbulence à la base de la zone convective ; des champs magnétiques secondaires poloïdaux sont créés, et produisent en moyenne un nouveau champ poloïdal à grande échelle. Dans le cas de l'effet Babcock-Leighton, le mécanisme principal menant à un champ poloïdal est la formation de taches

solaires à la surface du soleil due à l'émergence de tubes de champ magnétique toroïdal depuis la base de la zone de convection. Le champ magnétique des taches proches de l'équateur subit de la reconnexion magnétique avec le champ magnétique de taches de polarité opposée, ce qui initie un renversement du champ magnétique. Le nouveau tube de flux magnétique est transporté au travers de la couche convective, créant un nouveau champ poloïdal à grande échelle.

Ce cycle permet notamment d'expliquer la présence de taches solaires au moment où le champ magnétique est toroïdal ; et il correspond donc à un cycle d'activité solaire qui est décrit dans le paragraphe suivant.

Cycle solaire

Le cycle solaire est généralement étudié via l'évolution du nombre de taches solaires (ou de l'aire de ces taches) au cours du temps. Les taches solaires ont été observées dès Galilée, lorsqu'il pointa sa lunette vers notre étoile ; et les observations systématiques et quotidiennes du nombre de taches solaires sont réalisées depuis des décennies. Bien que les méthodes aient évolué pour ces observations, elles permettent d'avoir des données sur de nombreux cycles solaires. Comme on peut le voir sur le panneau du bas de la figure 2.4, l'évolution de l'aire des taches solaires au cours du temps suit un cycle d'environ 11 ans. On peut également noter une évolution de la répartition des taches sur le disque solaire au cours du temps, comme décrit par le diagramme papillon, en haut de la figure 2.4. En effet, au cours d'un cycle, les taches « migrent » vers l'équateur : elles se forment à de plus petites latitudes lorsqu'on avance dans le cycle.

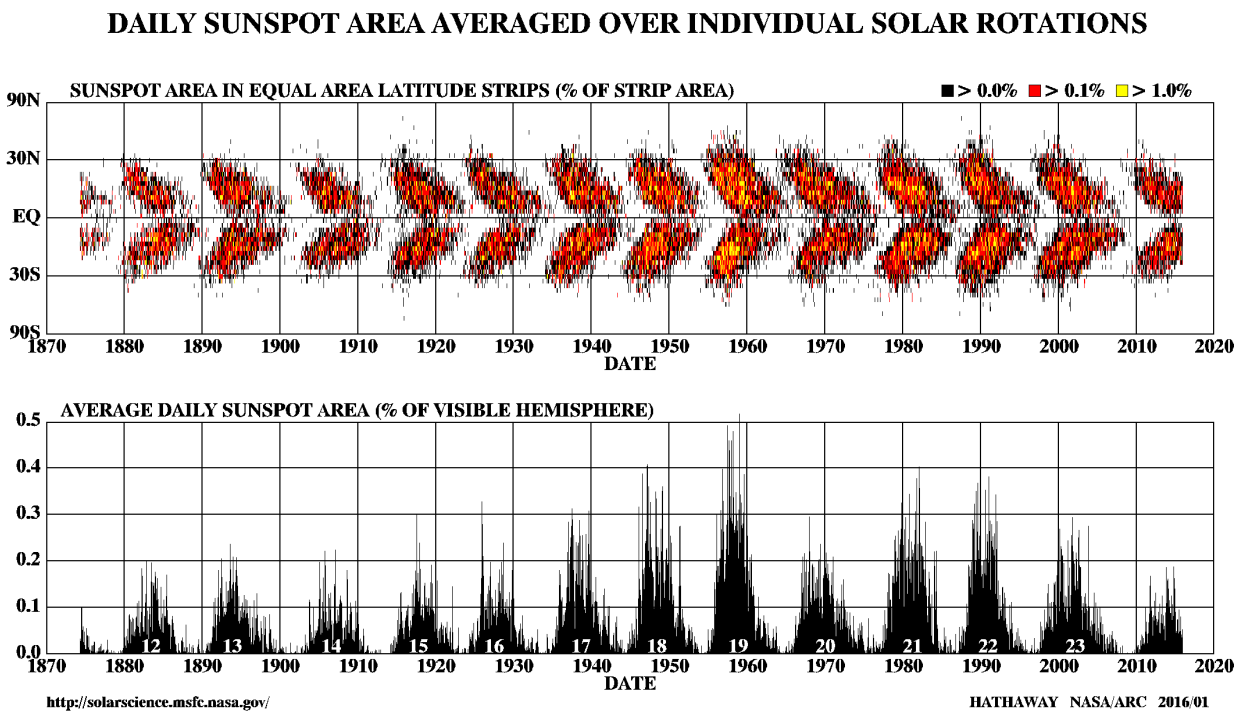


Figure 2.4 – Haut : diagramme « papillon » montrant l'aire couverte par les taches solaires en fonction de la latitude, et en fonction du temps. Bas : évolution temporelle de la surface des taches solaires (figure mise à disposition par Hathaway, 2016, et disponible à l'adresse http ://solarscience.msfc.nasa.gov/images/bfly.gif).

Ces observations sont expliquées en lien avec le phénomène de dynamo solaire. Lorsque le champ

magnétique à grande échelle est globalement poloïdal, le nombre de taches solaires est faible, et le soleil est qualifié de « calme ». Lorsque le champ magnétique est toroïdal, de nombreuses taches sont visibles sur la surface solaire, au niveau de régions d'émergence de structures magnétiques de la zone convective. L'apparition de taches solaires permet d'introduire des polarités opposées dans un hémisphère de polarité donnée, ce qui participe à l'inversion des polarités magnétiques. Le soleil est alors « actif ».

Les taches ne sont pas les seuls phénomènes caractérisant l'activité du Soleil, bien que leur évolution permettent de caractériser le cycle : cela se traduit également par la présence de boucles de champ magnétique coronales, au niveau des taches (dans les régions actives), qui peuvent être le siège de dissipation d'énergie par reconnexion magnétique lors des éruptions solaires, ou bien d'éjection de matière lors de l'éruption de filament ou d'éjections de masse coronale. L'activité solaire fait l'objet de la section suivante.

2.1.3 L'activité solaire

Taches et régions actives

Les taches sont des régions sombres que l'on observe sur la surface solaire, dans le domaine visible. On distingue l'ombre, la partie très sombre située au centre de la tache, de la pénombre, zone plus sombre que la surface solaire, ayant une structure filamenteuse, qui entoure l'ombre de la tache. Ces deux zones sont visibles sur la figure 2.5. Sur cette figure, on voit également le phénomène de granulation à la surface solaire qui est directement lié à la convection sous-jacente.

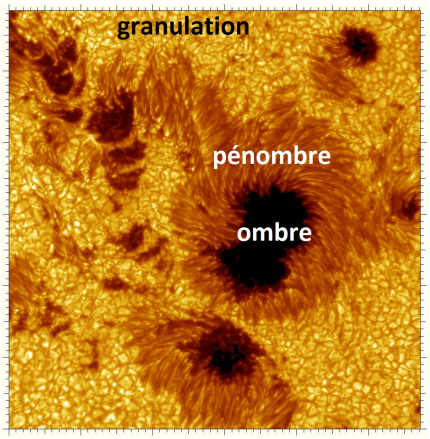


Figure 2.5 – Taches solaires au sein de la région active AR10030 à 488 nm, observé le 15 juillet 2002 au Swedish 1-m Solar Telescope (La Palma), données obtenues par Scharmer et al. (2002).

Ces taches solaires peuvent avoir une configuration plus ou moins complexe, et cette complexité peut être qualifiée en utilisant un système de classification des taches. Un des premiers systèmes de classification est celui du Mont Wilson, élaboré en 1908, et toujours utilisé aujourd'hui, notamment pour estimer l'activité éruptive de la région active associée (Ireland et al., 2008). Cette classification est résumée dans le tableau 2.1.

Ces taches solaires correspondent à de fortes densités de champ magnétique vertical, c'est-à-dire qui émerge de la zone de convection : sur la figure 2.6, on voit en effet que les deux taches visibles correspondent à deux fortes concentrations de champ magnétique longitudinal [1] de polarités opposées. On peut notamment voir que la région où l'on a du champ magnétique longitudinal est plus étendue que la tache elle-même. Le champ magnétique d'une tache solaire est de l'ordre de quelques milliers de Gauss. Ce champ magnétique bloque partiellement la convection, ce qui réduit

1. La composante longitudinale du champ magnétique est la composante parallèle à la ligne de visée. Au centre disque, le champ longitudinal est à peu près équivalent au champ magnétique vertical.

Classe	Règle de classification
α	Une seule polarité magnétique dominante
β	Une structure bipolaire (deux taches de polarités opposées dominent)
γ	Groupe de taches complexe avec une distribution irrégulière de la polarité magnétique
$\beta\gamma$	Groupes bipolaires avec plus d'une ligne d'inversion de polarité magnétique claire
δ	Des taches de polarité opposées partagent une même pénombre de tache

Table 2.1 – Règles de classification des taches solaires du Mont Wilson.

l'apport d'énergie au niveau de la tache : la température y est donc plus basse que la température moyenne de la photosphère (entre 3700 et 4200 K).

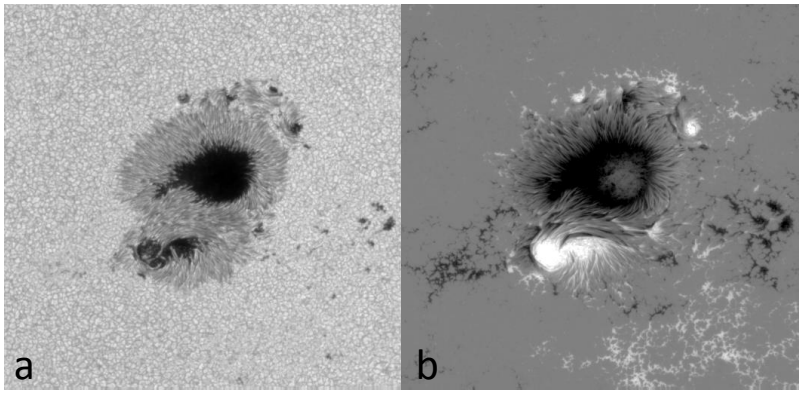


Figure 2.6 – (a) Tache solaire observée dans le continu visible. (b) champ magnétique longitudinal mesuré au niveau photosphérique, pour cette même tache solaire ; le champ magnétique positif est représenté en blanc, et le champ magnétique négatif en noir. Données de l'instrument Hinode/SOT pour la région active 10930, le 12 décembre 2006 entre 03:50 et 04:57 TU (disponibles à l'adresse suivante : http ://www.csac.hao.ucar.edu/csac/dataHostSearch.jsp).

D'une manière générale, une tache solaire est associée à une région active, plus étendue au niveau de la surface que la tache elle-même, et qui s'étend dans la chromosphère et dans la couronne. Une région active est l'ensemble des phénomènes observés dans un volume en trois dimensions, représentée par l'extension du champ magnétique de la photosphère à la couronne, et révélée par des émissions dans un large spectre, de la radio aux rayons X et accompagnées par l'émergence de tubes de flux magnétiques torsadés, de la photosphère à la chromosphère et la couronne (van Driel-Gesztelyi & Green, 2015).

La formation de ces régions actives est liée à la dynamique de la zone de convection sous la photosphère. En effet, le phénomène de convection participe à la formation et à l'évolution de structures à de larges échelles et permet l'émergence de structures magnétiques, telles que des tubes de flux magnétique. L'émergence d'un tube de flux créé des régions actives bipolaires, avec deux taches de polarités magnétiques différentes. Cependant, les régions actives évoluent dans le temps, et l'émergence de flux magnétique au sein d'une région active tend à complexifier cette région ; le champ magnétique dans la région s'éloigne de sa configuration potentielle et de l'énergie magnétique est alors emmagasinée, à cause de la dynamique de la zone de convection. Cette énergie est notamment associée à des discontinuités de champ magnétique (couches de courants) qui se forment spontanément. Certaines régions deviennent donc complexes, comme par exemple les régions

quadripolaires. Plus une région est complexe, plus elle contient d'énergie magnétique, plus elle est susceptible d'être soumise à des instabilités ; ce qui veut dire que l'activité éruptive est généralement d'autant plus importante que la région active est complexe (classes $\beta\gamma$ ou $\beta\gamma\delta$). Au cours de ces éruptions solaires, qui peuvent être de tailles variées, et des éjections de masse (voir plus bas), une partie de l'énergie magnétique ainsi stockée dans la région active est dissipée. Cette dissipation, ainsi que l'annihilation de champ magnétique à l'interface de deux polarités opposées, participent à la disparition des régions actives, dont la durée de vie est de l'ordre de plusieurs jours ou semaines.

Ces régions actives sont donc le lieu de la plupart des phénomènes de l'activité solaire. Le niveau d'activité d'une région active dépend de son état d'évolution : il est notamment plus important à la phase d'émergence. La classification des taches solaires présentée dans le tableau 2.1 est liée à la complexité des régions actives, et est donc utilisée pour évaluer la probabilité d'évènements éruptifs dans ces régions.

Eruptions solaires, éruptions de filaments et éjections de masse

Les phénomènes éruptifs liés à l'activité solaire sont de plusieurs natures. Nous distinguons ici les éruptions solaires des éruptions de filaments et des éjections de masse coronale.

Le terme « éruption solaire » est généralement utilisé pour traduire le mot anglais « flare » ; cependant, en français, le terme « éruption » fait généralement référence à une éjection de matière. En anglais, le terme « eruption » est utilisé en physique solaire pour désigner l'éruption d'un filament : il s'agit d'un tube magnétique contenant du plasma, situé dans la chromosphère, qui lie généralement deux polarités magnétiques d'une région active, et situé le long de la ligne d'inversion de polarité (voir figure 2.7, au milieu). Cette structure est en équilibre dans l'atmosphère solaire, jusqu'à ce qu'elle soit perturbée, se détache et s'échappe de l'atmosphère (on a alors une éjection, autrement dit une éruption de filament). D'autre part, le terme « flare » pourrait être traduit par « flash lumineux » par exemple, pour mieux refléter ce qu'est une éruption solaire physiquement.

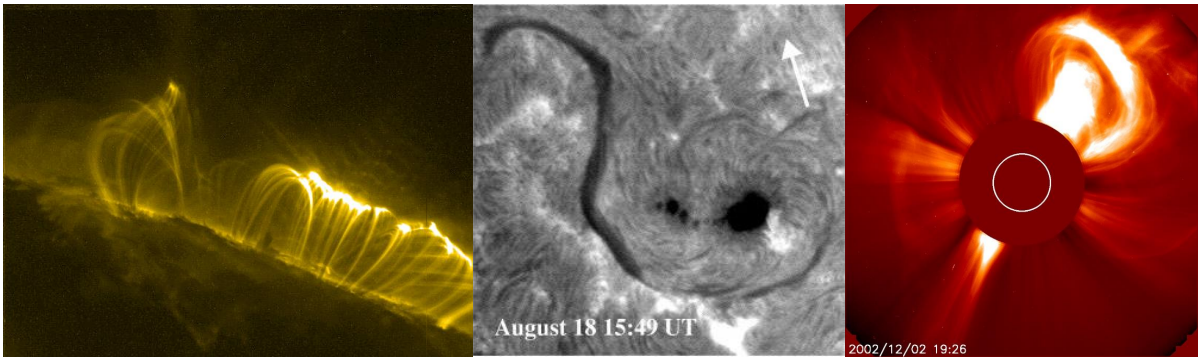


Figure 2.7 – Gauche : boucles coronales post-éruption, observées avec le satellite TRACE. Milieu : filament observé en Hα au Big Bear Solar Observatory (image adaptée de Chae, 2003). Droite : éjection de masse coronale observée par SoHO/LASCO.

Une éruption solaire est donc une augmentation localisée, soudaine, rapide et intense de l'intensité lumineuse, dans l'atmosphère solaire, au niveau d'une région active. Elle est provoquée par la reconnexion magnétique et la dissipation de l'énergie magnétique sous forme de chauffage, d'accélération de particules et de mouvements de matière. L'énergie dissipée lors des éruptions les plus importantes peut atteindre 10^{32} erg. Il est plus difficile d'évaluer l'énergie dissipée lors des plus petites éruptions, car les limites observationnelles nous empêchent de connaître avec certitude l'importance et la fréquence des plus petites éruptions, appelées nanoflares. Néanmoins, on note que les

plus petites éruptions observées dissipent de l'ordre de 10^{25} erg (voir par exemple Schrijver et al., 2012). Les signatures observationnelles des éruptions solaires font l'objet de la prochaine section. La section 2.3 présente en particulier les diagnostics des particules accélérées lors des éruptions solaires : une partie de ces particules interagit directement dans l'atmosphère solaire, tandis qu'une partie peut s'échapper de l'atmosphère solaire et se propager dans le milieu interplanétaire ; ces particules peuvent être détectées notamment au niveau de la Terre pendant certains évènements, lorsque notre planète est magnétiquement reliée à la région active impliquée.

Les éjections de masse coronale sont des éjections de matière et de champ magnétique dans le milieu interplanétaire, qui sont souvent associées à des éruptions solaires, mais pas toujours. Une éjection peut être liée à l'éruption d'un filament, observable dans le domaine visible et ultraviolet (voir l'observation en Hα sur la figure 2.7). Les éjections de masses sont observées dans la haute couronne dans le domaine visible, avec des coronographes ; un exemple d'observation du coronographe LASCO du satellite SoHO est présenté en figure 2.7. Ces éjections de masse perturbent le vent solaire classique et, si elles sont éjectées en direction d'une planète, vont en perturber l'éventuelle magnétosphère lors de leur passage.

L'étude de ces évènements éruptifs, de leur source dans les régions actives à leurs effets sur le milieu interplanétaire, est l'un des objectifs de la mission de l'ESA Solar Orbiter, dont le lancement est prévu en 2018. L'ensemble des effets possibles des éruptions solaires et des éjections de masse coronale sur notre planète, et en particulier sur nos activités technologiques, constitue le domaine de la météorologie de l'espace. L'un des enjeux de la recherche dans ce domaine est de pouvoir prédire de tels évènements et d'en prévoir les effets avec suffisamment d'avance pour pouvoir distribuer ces informations aux acteurs concernés et leur laisser le temps de prendre des mesures si nécessaire. Ce n'est pas une tache aisée : une éjection de masse coronale, si elle est éjectée en direction de la Terre, mettra trois à cinq jours à atteindre notre planète, mais il faudrait pouvoir en mesurer le champ magnétique et en prévoir l'évolution pour mieux prévoir l'amplitude de son effet au niveau de la magnétosphère terrestre ; quant aux particules accélérées lors des éruptions solaires, les plus énergétiques d'entre elles atteignent éventuellement notre planète en seulement dix minutes, ce qui est trop rapide pour pouvoir réagir si besoin.

2.2 Les éruptions solaires

2.2.1 Observations typiques lors des éruptions solaires

Les éruptions solaires sont étudiées depuis la première observation réalisée par Carrington (1859). L'auteur décrit l'observation d'une augmentation de luminosité dans le domaine visible, localisée sur la surface solaire, au niveau d'une tache solaire, augmentation qui ne dura que quelques minutes (voir figure 2.8).

Les éruptions solaires ont d'abord été observées dans le domaine visible, dans le continu (comme l'observation de Carrington) puis dans la raie Hα. Les zones lumineuses qui sont observées dans le domaine visible en Hα ont souvent une forme allongée et sont donc appelées « rubans » ; ces rubans sont souvent localisés de part et d'autres de la ligne d'inversion de polarité magnétique (voir figure 2.9 par exemple). Ils sont liés à la configuration magnétique dans la région active, comme cela est discuté en section 2.2.3 ; et sont le résultat de la précipitation de particules énergétiques depuis la couronne vers les basses couches de l'atmosphère.

L'arrivée d'imageurs dans l'ultraviolet (UV) et l'extrême ultraviolet (EUV), comme les instruments EIT sur SoHO, TRACE, et plus récemment l'instrument EUVI sur STEREO et AIA sur SDO, a permis d'enrichir les observations des éruptions solaires, notamment dans plusieurs raies du Fer ionisé. Différentes raies du Fer permettent de sonder différentes températures du plasma et

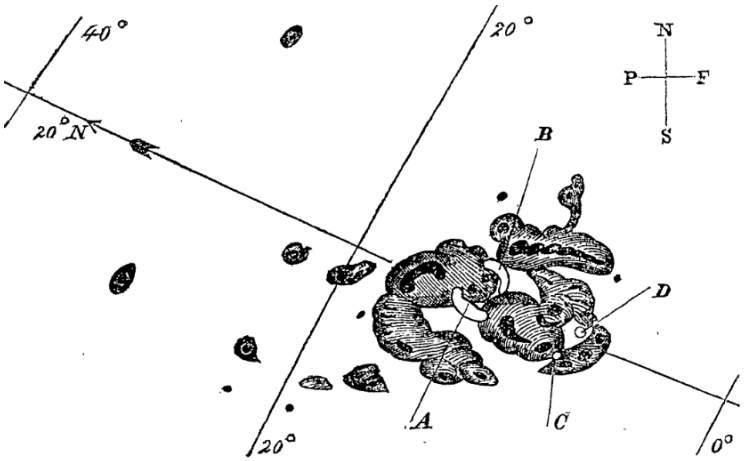


Figure 2.8 – Dessin de la région active dans laquelle Carrington observa des régions brillantes (dessinées en blanc dans la région et indiquées par des lettres), qui ne restèrent brillantes que quelques minutes (figure tirée de Carrington, 1859)

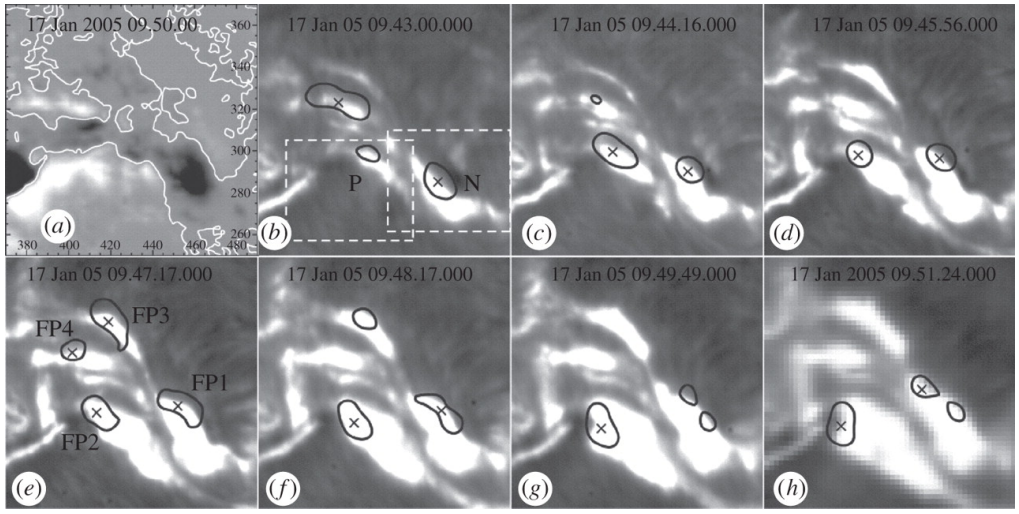


Figure 2.9 – (a) Champ magnétique longitudinal mesuré par SOHO/MDI. Les lignes blanches indiquent les lignes d'inversion de polarité magnétique. (b)-(h) Evolution des rubans de l'éruption en Hα. Les sources observées par RHESSI à 30-100 keV sont superposées : les contours noirs représentent 40 % de l'intensité des sources, les croix représentent leurs centroides (figure adaptée de Temmer et al., 2007).

différentes altitudes dans l'atmosphère solaire. Dans certaines raies, les rubans dus à la précipitation de particules sont observés au niveau chromosphérique ; d'autres raies permettent d'observer l'émission thermique des boucles coronales des régions actives, et notamment lors des éruptions solaires. Des exemples d'observations dans ce domaine sont présentés en figure 2.10.

Les éruptions solaires se caractérisent par une augmentation de l'intensité lumineuse en ultraviolet et extrême ultraviolet, mais aussi dans le domaine des X mous, par exemple entre 1 et 8 Å. L'intensité lumineuse du Soleil dans ce domaine de longueur d'onde est enregistrée de manière continue par le satellite GOES (voir un exemple en figure 2.11). Ces observations permettent de détecter et de classer les éruptions solaires en fonction de leur intensité à 1-8 Å : les éruptions de classe A sont les éruptions dont le pic de flux a une valeur comprise entre 10^{-8} et 10^{-7} W/m^2 ; suivent les classes B, C et M pour chaque ordre de grandeur supplémentaire, et pour finir, les éruptions de classe X, dont le flux au pic est supérieur à 10^{-4} W/m^2. Le flux GOES d'une éruption de classe X est visible en figure 2.11, le 15 février 2011, autour de 01:00 TU. Comme cela est notamment visible pour cette éruption, l'augmentation du flux est très rapide au début de l'éruption, jusqu'au

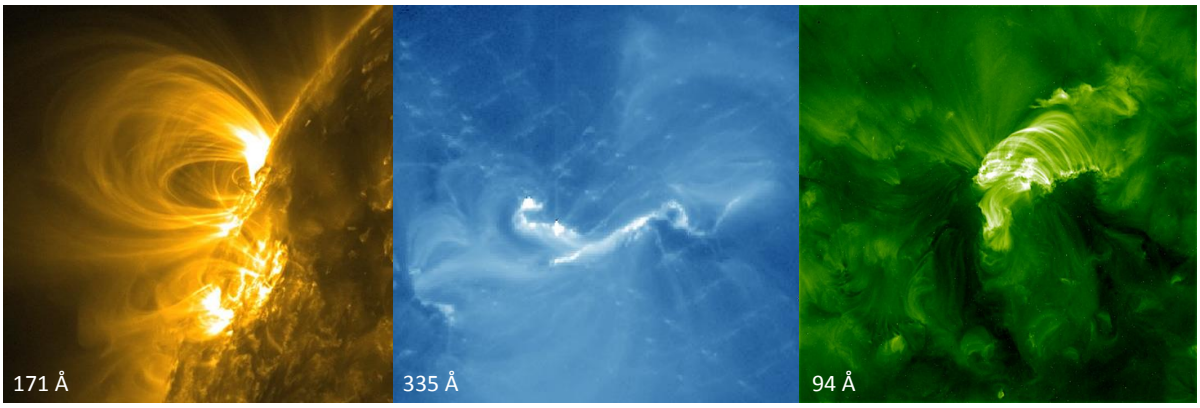


Figure 2.10 – Gauche : boucles coronales observées dans la raie du Fer à 171 Å (en l'absence d'éruption solaire). Milieu : rubans d'éruption solaire observés dans la raie du Fer à 335 Å. Droite : boucles post-éruption solaire observées dans la raie du Fer à 94 Å. Ces données ont été acquises avec l'instrument AIA de SDO.

pic d'émission, alors que la diminution du flux est plus lente après le pic. D'une manière générale, la première phase d'une éruption solaire est dite « impulsive », et est caractérisée par des évolutions rapides, notamment du flux dans différentes gammes d'énergie dans le domaine X ; la phase de déclin plus lente est appelée phase « graduelle ».

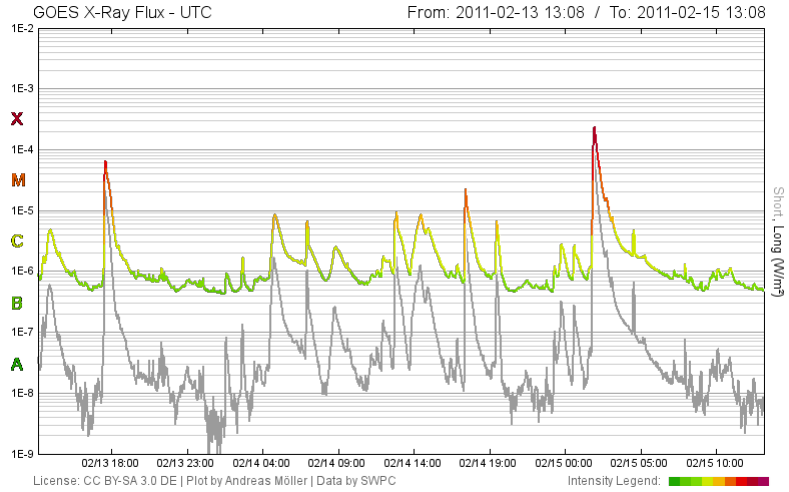


Figure 2.11 – Evolution temporelle du flux GOES à 1-8 Å (en couleurs) entre le 13 et le 15 février 2011. Chaque pic d'intensité représente une éruption solaire. Dans cet intervalle de temps, deux éruptions de classe M sont visibles, ainsi qu'une éruption de classe X.

En liaison avec les éruptions solaires, des particules énergétiques sont produites. Des particules énergétiques peuvent s'échapper de l'atmosphère solaire et être détectées par exemple au niveau de la Terre, lors de ce que l'on appelle les « évènements à particules énergétiques solaires » (solar energetic particle (SEP) event). Ces particules énergétiques, chargées ou neutres, sont détectées par des instruments en orbite terrestre ou au point de Lagrange L1 (par exemple ACE, SoHO) ou, lorsqu'elles sont plus énergétiques, par des moniteurs à neutrons sur Terre. Elles ont d'ailleurs été détectées à d'autres points de l'héliosphère, notamment par les sondes STEREO. La figure 2.12 souligne la relation temporelle entre une éruption de classe X9 visible dans le panneau de gauche (qui représente l'évolution temporelle du rayonnement enregistré par GOES), et une augmentation soudaine du flux de protons énergétiques observée à 1 AU en association avec cette éruption (comme on peut le voir sur le panneau de droite).

Les particules énergétiques chargées sont responsables de divers rayonnements : les faisceaux

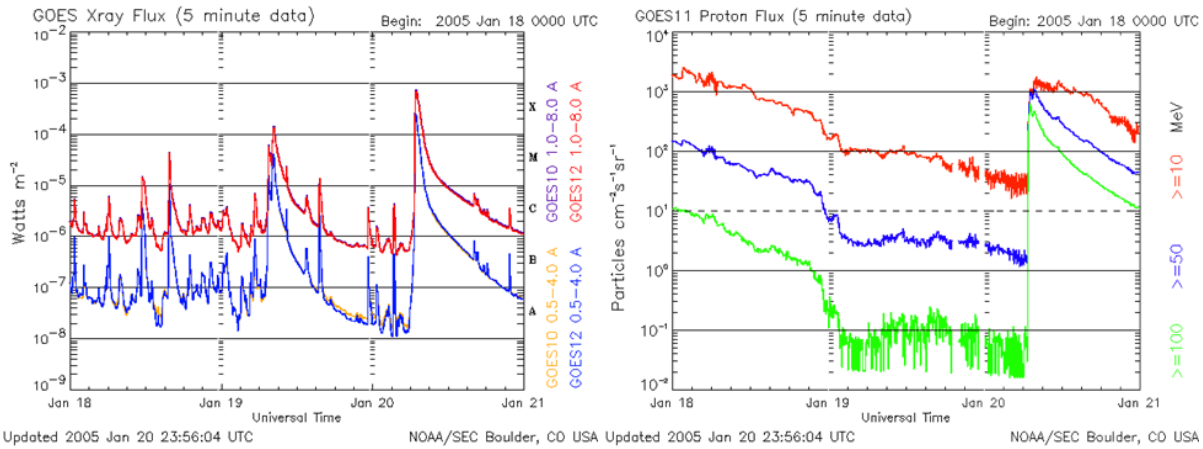


Figure 2.12 – Gauche : évolution temporelle du flux de rayonnements X mous dans différentes gammes de longueur d'onde ; droite : évolution temporelle du flux de protons dans différentes bandes d'énergie ; pour le 25 Janvier 2005.

d'électrons se propageant dans la haute couronne, vers le milieu interplanétaire, produisent indirectement des sursauts radio, et les particules énergétiques qui interagissent dans la basse atmosphère solaire émettent divers rayonnements allant du domaine radio au domaine des rayons gamma.

Sur la figure 2.13 sont tracées les évolutions temporelles relatives du rayonnement synchrotron à 35 GHz et des émissions X à 50-100 keV et 550-800 keV, émises par des électrons énergétiques d'énergie supérieure à quelques centaines de keV, ainsi que l'émission gamma entre 62 et 310 MeV, produite par des protons énergétiques d'énergie supérieure à 300 MeV (Masson et al., 2009).

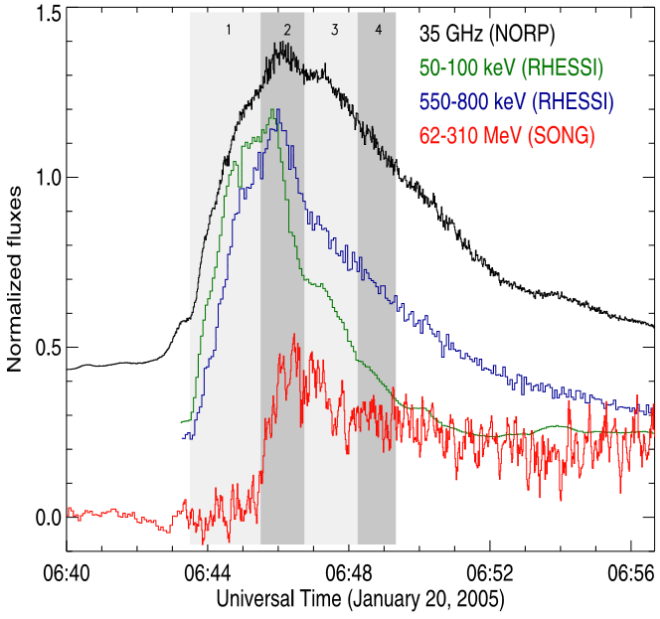


Figure 2.13 – Evolution temporelle du rayonnement à 35 GHz (noir), 50-100 keV (vert), 550-800 keV (bleu) et 62-310 MeV (en rouge), pendant l'éruption de classe X du 20 janvier 2005 (figure tirée de Masson et al., 2009).

Depuis 2002, le satellite RHESSI permet de réaliser des images et des spectres avec une bonne résolution spectrale dans les domaines X et gamma (3 keV - 17 MeV). L'évolution temporelle du flux de coups enregistrés par RHESSI et regroupés dans différentes gammes d'énergie, lors de l'éruption du 20 février 2002, est visible en figure 2.14. On remarque que l'évolution temporelle est beaucoup

plus rapide à haute énergie (25-300 keV) qu'à plus basse énergie (6-25 keV). Par ailleurs, RHESSI a notamment permis d'étudier la localisation des rayonnements gamma pendant les éruptions solaires, en lien avec la localisation des émissions X et des émission en EUV, comme montré en figure 2.15.

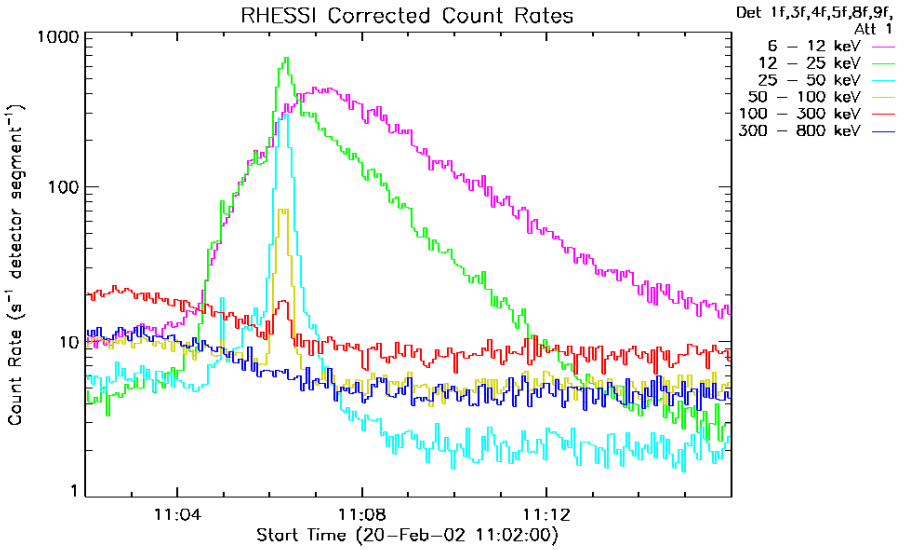


Figure 2.14 – Courbes de flux de coups enregistrés par RHESSI le 20 février 2002 entre 11:02 et 11:16, pour différentes gammes d'énergies. Les effets des changements d'atténuateurs et de décimation ont été corrigés.

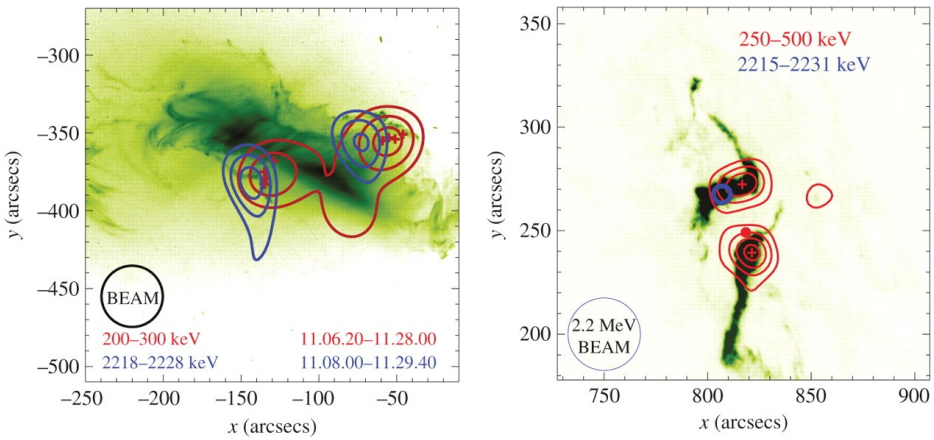


Figure 2.15 – Localisation des émissions gamma et des émissions en rayons X durs, observés par RHESSI, pour deux éruptions. Gauche : éruption du 28 octobre 2003, contours des images RHESSI à 50%, 70% et 90%, superposés à une image en ultraviolet de TRACE (figure tirée de Hurford et al., 2006). Droite : éruption du 20 janvier 2005, contours de l'image RHESSI à 250-500 keV, et centroides des émissions à 250-500 keV (rouge) et 2215-2231 keV (bleu), superposés à une image de TRACE (figure tirée de Vilmer et al., 2011).

Les diagnostics liés à la propagation et l'interaction des particules énergétiques dans l'atmosphère solaire (dans les domaines radio, X et gamma) sont décrits plus en détails en section 2.3.

2.2.2 Bilan énergétique

Le bilan énergétique lors des éruptions solaires permet d'évaluer les proportions de l'énergie magnétique libérée qui sont transférées au chauffage du milieu, à l'accélération de particules et aux mouvements de matière. Ces bilans sont établis à partir d'observations telles que l'intensité lumineuse dans différents domaines de longueur d'onde, ou les mouvements de plasma observés (éjections de matière et mouvements de matière non-éjectée). Certaines radiations lumineuses sont produites par le plasma chaud, et d'autres par les particules énergétiques, lors de leur interaction avec le milieu ambiant, notamment lors de la précipitation des particules dans la chromosphère. On peut noter d'ailleurs que la précipitation de particules dans les couches denses de l'atmosphère peut provoquer un chauffage du milieu par collisions coulombiennes, et une évaporation chromosphérique, participant au chauffage observé ainsi qu'à d'éventuels mouvements de matière. Il est donc nécessaire de distinguer les conséquences directes des conséquences indirectes de la dissipation d'énergie magnétique afin de ne pas surestimer l'énergie totale dissipée lors de l'éruption, qui n'est pas simplement la somme de toutes les énergies calculées lors d'un bilan.

Les premières études s'intéressant à ce type de bilan d'énergie ont réalisé un bilan partiel pour quelques éruptions. Canfield et al. (1980) ont étudié l'énergie libérée sous forme de radiations au cours d'une éruption solaire observée en 1973. Cependant, cette étude ne prend pas en compte les émissions dans les domaines X dur et gamma, et ne peut donc pas conclure sur le rôle des particules énergétiques lors de cette éruption. De plus, les auteurs n'ont pas inclus dans leur étude l'énergie cinétique de l'éruption et de l'éventuelle éjection de masse coronale qui pouvait l'accompagner. Par ailleurs, Strong et al. (1984) ont calculé, pour deux éruptions solaires compactes, le contenu énergétique du plasma thermique, des électrons énergétiques, et des mouvements de matière non-éjectée. Plus récemment, Saint-Hilaire & Benz (2002) ont étudié le bilan énergétique d'une éruption compacte, en prenant en compte l'énergie thermique et radiative du plasma, l'énergie des électrons accélérés et l'énergie cinétique du plasma.

Une des études les plus complètes à ce jour concernant le budget énergétique des éruptions solaires est celle d'Emslie et al. (2004, 2005). Dans cette étude, les auteurs font le bilan énergétique de deux éruptions solaires observées près du limbe, ce qui permet notamment d'évaluer l'énergie cinétique de l'éjection de masse coronale associée. Pour ces deux éruptions de classe X (éruption de classe X1.5 du 21 avril 2002 et de classe X4.8 du 23 juillet 2002), les auteurs ont pris en compte dans leur bilan l'énergie cinétique de l'éjection de masse, l'énergie rayonnée dans le domaine des X mous, l'énergie thermique du plasma, l'énergie des électrons et des ions accélérés, ainsi que l'énergie des particules qui se sont échappées de l'atmosphère solaire, détectées au niveau de la Terre. Cette étude utilise donc les données des instruments du satellite ACE (Advanced Composition Explorer) qui détecte les particules solaires du milieu interplanétaire, du satellite SoHO (notamment LASCO qui permet l'observation des CMEs), du satellite GOES, pour l'énergie rayonnée dans le domaine des X mous, et du satellite RHESSI, pour évaluer l'énergie thermique du plasma et l'énergie des électrons et ions énergétiques. L'énergie rayonnée totale L_{total} est évaluée à partir du rayonnement X mesuré par GOES entre 1 et 8 Å L_X, en faisant l'hypothèse $L_{\text{total}}/L_X \approx 100$, basée sur une estimation de l'énergie totale rayonnée au cours de l'éruption du 28 octobre 2003 réalisée par Woods et al. (2004). L'énergie magnétique libre n'a pas pu être estimée pour les deux éruptions étudiées, car elles ont eu lieu au niveau du limbe solaire, mais les auteurs ont utilisé des estimations réalisées pour d'autres régions actives. Le bilan réalisé pour ces deux éruptions est résumé dans le tableau 2.2.

Certaines estimations présentent de grandes incertitudes, notamment l'estimation de l'énergie des ions énergétiques. Cependant, deux conclusions peuvent être tirées de ces bilans : l'énergie des éjections de masse coronale est du même ordre de grandeur que l'énergie dissipée totale de l'éruption solaire, et l'énergie des particules accélérées (électrons et ions) est plus importante, d'un ordre de

	logarithme de l'énergie (erg)	
	21 avril 2002	23 juillet 2002
Energie magnétique	32.3 ± 0.3	32.3 ± 0.3
Energie thermique	$31.1^{+0.4}_{-1.0}$	$30.4^{+0.4}_{-1.0}$
Energie des électrons non-thermiques	31.3 ± 0.5	31.5 ± 0.5
Energie des ions accélérés	< 31.6	31.9 ± 0.5
Energie rayonnée (1-8 Å mesuré par GOES)	31.3 ± 0.3	31.0 ± 0.3
Energie totale rayonnée (avec $L_{total}/L_X = 100$)	32.2 ± 0.3	32.2 ± 0.3
Energie cinétique de la CME	32.3 ± 0.3	32.0 ± 0.3
Energie potentielle de la CME	30.7 ± 0.3	31.1 ± 0.3
Energies des particules solaires à 1 UA	31.5 ± 0.6	< 30

Table 2.2 – Bilan en énergie pour deux événements éruptifs accompagnés d'une CME (Emslie et al., 2005).

grandeur, que l'énergie thermique du plasma.

De tels bilans peuvent également être réalisés lors de simulations MHD des éruptions solaires. Par exemple, Pinto et al. (2015) ont réalisé des simulations MHD de l'évolution d'une boucle de champ magnétique instable, soumise à une instabilité. Les auteurs ont notamment montré que lors de la reconnexion, l'énergie magnétique dissipée était majoritairement transmise au milieu sous forme de chauffage, et que seule une petite fraction de cette énergie était transmise au plasma sous forme d'énergie cinétique.

D'une manière générale, ces études montrent que l'énergie transmise à l'accélération de particules au cours d'une éruption représente plusieurs dizaines de pourcents de l'énergie magnétique libérée.

2.2.3 D'où vient l'énergie des éruptions solaires ?

Energie magnétique libre

Il est généralement admis que l'énergie dissipée pendant les éruptions solaires est une énergie précédemment stockée dans le champ magnétique coronal non-potentiel. Si on considère le champ magnétique dans un volume V, on peut lui associer une énergie magnétique E_m :

$$E_m = \int_V \frac{B^2}{2\mu_0} dV \tag{2.1}$$

Il existe une configuration du champ magnétique dans ce volume pour laquelle cette énergie est minimale : il s'agit de la configuration potentielle. L'énergie magnétique minimale est donc appelée énergie potentielle. Plus la configuration du champ magnétique s'éloigne de la configuration potentielle (i.e. plus elle est non-potentielle), plus la structure du champ magnétique est complexe ; et plus l'énergie magnétique est importante. On définit l'énergie « libre », l'énergie magnétique totale moins l'énergie magnétique potentielle. Cette énergie libre correspond à l'énergie disponible dans le volume (par exemple, dans une région active), qui pourrait être dissipée au cours d'une éruption solaire. On remarque de plus que dans le cas d'un champ magnétique non-potentiel, des courants électriques induits sont présents dans le volume et associés à cette énergie libre : plus l'intensité de ces courants est importante, plus le champ est non-potentiel. Cette énergie magnétique disponible peut-être « libérée », c'est-à-dire convertie sous d'autres formes (énergie thermique, cinétique...), notamment lors du phénomène de reconnexion magnétique.

Reconnexion magnétique

Le comportement du plasma dans un champ magnétique est caractérisé par un nombre de Reynolds magnétique R_m tel que :

$$R_m = \frac{v_0 L_0}{\eta} \tag{2.2}$$

où v_0 et L_0 sont les échelles caractéristiques de vitesse et de longueur considérées, et η est la résistivité du plasma. Lorsque R_m est grand, on se place dans le cadre de la MHD idéale (on néglige la résistivité du plasma). Dans le cas ou R_m est de l'ordre de 1 ou plus petit que 1, on doit se placer dans le cadre de la MHD résistive.

L'approximation de la MHD idéale est en général bien vérifiée pour les structures solaires observées (par exemple, les régions actives, dont l'échelle spatiale est de l'ordre de 10-100 Mm). Dans ce cadre, le théorème du gel s'applique :

- Le champ magnétique et le plasma se déplacent ensemble ;
- La connectivité des lignes de champ magnétique est conservée.

Cependant, il est possible d'avoir un terme résistif conséquent par la présence de régions localisées de résistivité η importante, ou bien en créant des régions de variations spatiales très localisées et importantes de la densité des courants électriques induits. Ces régions étendues, d'épaisseur fine, contenant des courants induits très intenses (à l'interface entre les régions de densités de courant différentes) sont appelées couches de courants. L'accélération de particules au niveau de couches de courants est discutée en section 3.1.1.

Dans le cas où le nombre de Reynolds magnétique R_m est de l'ordre de l'unité ou moins, le théorème du gel est brisé et le phénomène de reconnexion magnétique peut se produire : il s'agit d'un changement de connectivité des lignes de champs, comme illustré en deux dimensions et de manière simplifiée sur le schéma 2.16.

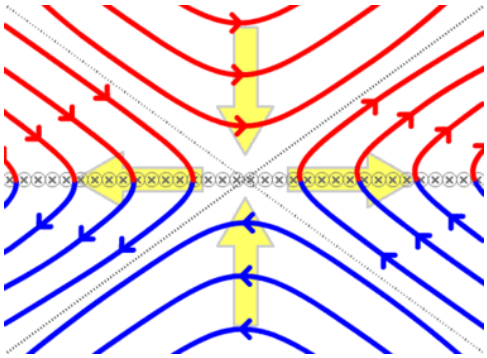


Figure 2.16 – Principe de la reconnexion magnétique dans une vue simplifiée à deux dimensions : les lignes de champ magnétique sont représentées en rouge et bleu. Les lignes unicolores représentent la connectivité des lignes de champ magnétique avant la reconnexion, et les lignes bicolores représentent la connectivité après reconnexion. Les lignes fines pointillées en croix séparent les domaines dont la connectivité est différente. Les flèches jaunes représentent les mouvements du plasma, et la ligne formée par des croix entourées marque la localisation possible d'une couche de courants électriques.

Au cours de ce phénomène de reconnexion, une partie de l'énergie libre (énergie disponible) va être transmise sous forme de chauffage et d'accélération de particules du milieu ambiant. L'énergie magnétique totale diminue donc au cours du phénomène de reconnexion magnétique ; et après reconnexion, le champ magnétique est plus proche du champ potentiel qu'auparavant. Ce sujet fait l'objet de nombreux travaux théoriques et numériques.

Reconnexion magnétique en trois dimensions

Le phénomène de reconnexion a été historiquement décrit par des modèles MHD dans un espace à deux dimensions et en état stationnaire. Cependant, dans ce type de modèle, le taux de dissipation d'énergie magnétique était insuffisant, de plusieurs ordres de grandeurs, pour expliquer les

observations d'éruptions solaires (voir par exemple les modèles de Parker, 1957, Sweet, 1958). De tels modèles ont donc été modifiés, notamment en considérant qu'une grande partie de la conversion d'énergie se faisait au niveau d'ondes de choc générées aux extrémités des couches de courants (Petschek, 1964). D'autres modifications de ce type de modèle de reconnexion en deux dimensions ont été proposées. De nos jours, la recherche s'oriente autour de deux axes : la recherche des effets cinétiques sur la reconnexion magnétique, et l'étude de la reconnexion magnétique en trois dimensions (voir par exemple Pontin, 2012, pour une revue), ce qui est justifié pour la couronne solaire.

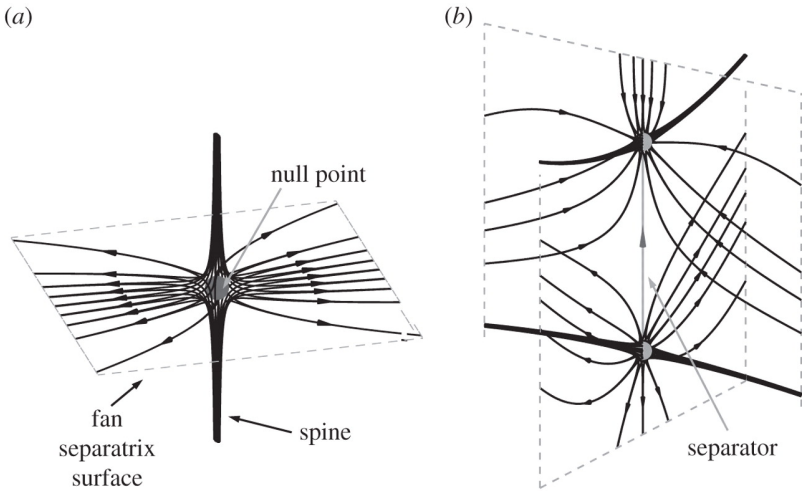


Figure 2.17 – Structure en trois dimensions d'un champ magnétique potentiel autour d'un point nul isolé (a) ou d'un séparateur reliant deux points nuls (figure tirée de Pontin, 2012).

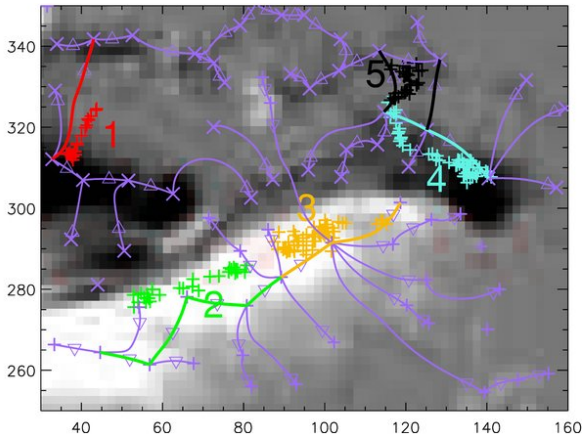


Figure 2.18 – Pôles, points nuls, « spines » et traces des émissions X superposés au magnétogramme (MDI) pour l'éruption de classe X2 du 15 janvier 2005. Les lignes violettes représentent les « spines » qui ne sont pas associées avec les sources X. Les « spines » colorées sont identifiées comme étant associées aux mouvements de sources X de mêmes couleurs : les centroides de ces sources à différents instants sont marqués par des croix colorées. Les triangles violets représentent les points nuls, les croix violettes représentent les pôles magnétiques, c'est-à-dire les centroides des régions magnétiques de même polarité (+ pour les polarités positives et × pour les polarités négatives) (Figure tirée de Des Jardins et al., 2009).

Si en deux dimensions, la reconnexion magnétique ne peut avoir lieu qu'au niveau d'un point X (comme montré sur le schéma 2.16), où les couches de courants se forment, en trois dimensions, les lieux où la formation de couches de courants et la reconnexion magnétique sont possibles sont multiples. La structure générale du champ magnétique peut être caractérisée par la cartographie de la connectivité des différentes lignes de champ magnétique dans la région. Une partie des sites possibles pour la formation des couches de courants correspond aux régions où cette cartographie connait des discontinuités ou de forts gradients. L'extension de la notion 2D de point X en trois dimensions est un point nul, pour lequel on a une amplitude du champ magnétique nulle. Ce type de point génère des structures hyperboliques en trois dimensions, « éventail-épine » (fan-spine en anglais), comme illustré en figure 2.17 (Parnell et al., 1996). La surface « éventail » est une surface séparatrice de deux domaines de connectivités magnétiques différentes. Si un champ contient deux points nuls, la ligne de champ magnétique les reliant est un séparateur (voir figure 2.17). Les

séparatrices et séparateurs sont les lieux privilégiés pour la formation de couches de courants. Des Jardins et al. (2009) ont étudié la relation entre ces « spines » et la localisation et les mouvements des sources X observées par RHESSI au cours de trois éruptions. Les auteurs ont réalisé une estimation de la topologie magnétique dans la région active, en mettant en évidence la localisation de points nuls et de lignes « spine ». Pour ces trois éruptions, une corrélation existe entre certaines « spines » et les mouvements de ces sources X, comme on peut le voir sur la figure 2.18. Par ailleurs, Reid et al. (2012) ont montré que les émissions UV et X observées pendant la phase impulsive de l'éruption du 16 novembre 2002 étaient localisées juste sous le point nul calculé à partir d'une extrapolation de champ magnétique dans la région.

En l'absence de points nuls, la cartographie ne comprend pas de discontinuités. Cependant, si des gradients suffisamment forts sont présents, des couches de courants intenses peuvent se former lorsque le champ magnétique est perturbé par des mouvements de plasma (Longcope & Strauss, 1994, Priest & Démoulin, 1995). Les régions de fort gradient sont appelées « quasi-séparatrices » (quasi-separatrix layers ou QSLs) ; ce sont de très fines couches où la connectivité du champ magnétique change fortement (Priest & Démoulin, 1995, Demoulin et al., 1996, Démoulin et al., 1996). Il a été montré que les pieds de ces quasi-séparatrices (QSLs), situés au niveau de la photosphère ou de la chromosphère, coïncident avec les rubans en Hα ou en ultraviolet visibles pendant les éruptions solaires (voir par exemple Demoulin et al., 1997) : un exemple est visible en figure 2.19.

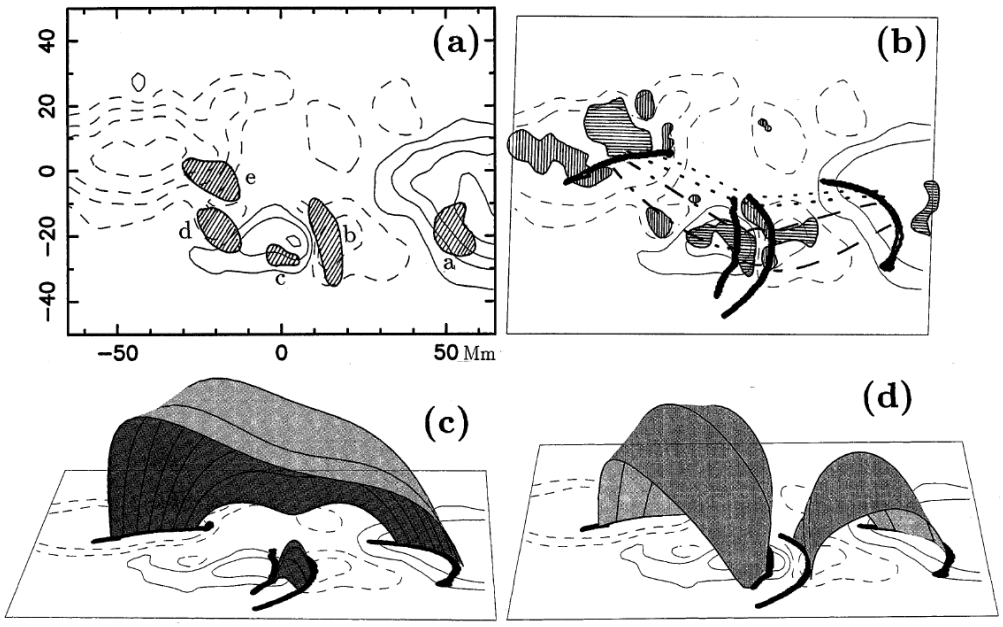


Figure 2.19 – Eruption dans la région active, le 6 avril 1980 : la région quadripolaire est formée par l'émergence d'un petit dipôle magnétique avec les polarités inversées par rapport à celles du dipôle central. (a) données : rubans observés en Hα (régions hachurées étiquetées de a à e) et isocontours du champ magnétique longitudinal (contours à $\pm$ 100, 400, 800, 1600 G avec les valeurs positives et négatives en lignes continues et pointillées respectivement). (b) Intersection des quasi-séparatrices avec la photosphère, pour une extrapolation potentielle du champ magnétique. Les régions où la composante verticale de la densité de courant est supérieure à 10 mA.m^{-2} sont hachurées verticalement et horizontalement pour les valeurs négatives et positives respectivement. (c) et (d) sont deux représentations 3D de connexions possibles entre les pieds des quasi-séparatrices de la figure (b) : les surfaces tracées en gris représentent des lignes de champ magnétique (figure tirée de Demoulin et al., 1997).

Janvier et al. (2014) ont par ailleurs montré que les rubans de courants électriques verticaux mesurés au niveau de la photosphère (voir section 4.2) coïncident avec les pieds de ces quasi-séparatrices, comme cela est illustré en figure 2.20.

Les séparatrices, séparateurs et quasi-séparatrices sont donc des lieux privilégiés pour la formation de couches de courants et la reconnexion magnétique. Notons cependant que d'autres mécanismes, comme des instabilités au sein de tubes de flux magnétique, peuvent provoquer la formation de couches de courants et la diffusion d'énergie magnétique par reconnexion magnétique (voir par exemple Kliem et al., 2004, Kliem & Török, 2006, Browning et al., 2008, Hood et al., 2009, Pinto et al., 2015).

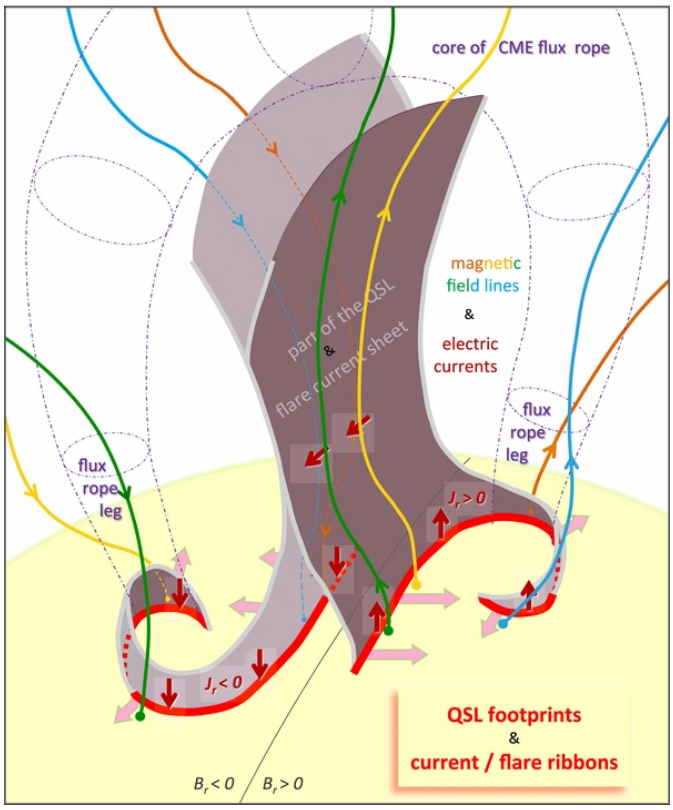


Figure 2.20 – Schéma en trois dimensions avec quatre lignes de champ magnétique dessinées en couleurs (champ magnétique avant l'éruption solaire). L'aire en gris représente une partie du volume occupé par les quasi-séparatrices et la couche de courants. Les lignes rouges correspondent à la fois aux pieds de ces quasi-séparatrices mais également aux rubans de courants électriques verticaux au niveau de la photosphère (figure tirée de Janvier et al., 2014)

Bien que de nombreux progrès aient été réalisés dans la compréhension du phénomène de reconnexion, de nombreuses questions restent ouvertes. Par exemple, il reste à comprendre comment la dynamique globale du champ magnétique permet de déterminer la localisation des couches de courants, comment faire le lien entre les processus cinétiques dans la région de diffusion et les modèles MHD de la reconnexion, et quelle est la rétroaction de cette reconnexion sur l'évolution globale du champ magnétique. De plus, les différents modèles de reconnexion magnétique ont une description qualitative du phénomène, et il est donc nécessaire d'élaborer des études quantitatives pour déterminer par exemple la taille des régions de diffusion, et le taux de reconnexion. Il serait intéressant de caractériser par exemple le spectre des particules qui sont accélérées dans les différents modèles de reconnexion en trois dimensions. Enfin, les processus de dissipation de l'énergie et de transfert sous d'autres formes (accélération, chauffage, mouvements) ne sont toujours pas connus ou compris.

Cette thèse s'inscrit notamment dans cette thématique de recherche, en cherchant à faire le lien observationnel entre les lieux privilégiés de la reconnexion magnétique (grâce aux courants mesurés au niveau photosphérique) et les lieux d'accélération de particules pendant les éruptions solaires (via les diagnostics X).

2.3 Diagnostics des particules énergétiques accélérées lors des éruptions solaires

Les particules accélérées lors des éruptions qui interagissent dans les basses couches de l'atmosphère solaire produisent des rayonnements X (électrons énergétiques) et gamma (ions énergétiques). Les électrons énergétiques produisent également des rayonnements dans le domaine radio. Dans cette section sont expliqués les mécanismes physiques qui sont à l'origine de ces émissions, et quelques exemples d'observations typiques sont montrés.

2.3.1 Emissions X

Le rayonnement X peut être produit par des électrons énergétiques via plusieurs mécanismes : le rayonnement de freinage (bremsstrahlung), le rayonnement synchrotron, l'effet Compton inverse. Le mécanisme dominant lors des éruptions solaires est celui du rayonnement de freinage. Cependant, dans certains cas, l'effet Compton inverse peut être non-négligeable.

Rayonnement de freinage (bremsstrahlung)

Le rayonnement de freinage est produit lorsqu'un électron énergétique interagit avec une particule du milieu ambiant (ion ou électron). On considère généralement le rayonnement de freinage sur des ions ; la composante du rayonnement due à l'interaction électron-électron devient significative pour des énergies supérieures à 300 keV (voir par exemple Kontar et al., 2007).

Ce type de rayonnement est considéré comme étant le rayonnement dominant lors des éruptions solaires, dans le domaine X. Dans cette thèse, nous avons utilisé les diagnostics X des électrons énergétiques en considérant qu'il s'agissait d'un rayonnement de freinage. Plus de détails concernant la relation entre la population d'électrons énergétiques et le rayonnement X sont disponibles en section 2.4.2.

D'une manière générale, l'émissivité du rayonnement de freinage, en photons.keV^{-1}.s^{-1}, peut être estimée par l'équation suivante (voir par exemple Krucker et al., 2008) :

$$I_{BR}(\epsilon) = \frac{8}{3}\frac{\alpha r_0^2 c}{\epsilon}\frac{2(\delta-1)}{(2\delta-1)} n_p N_0 \left(\frac{E_0}{mc^2}\right)^{\delta-1} \left(\frac{\epsilon}{mc^2}\right)^{1/2-\delta} \tag{2.3}$$

pour une distribution en énergie des électrons énergétiques en loi de puissance avec un indice δ, avec N_0 la densité locale d'électrons énergétiques d'énergie supérieure à E_0, α la constante de structure fine, $r_0 = e^2/m_e c^2$ le rayon classique de l'électron et n_p la densité de protons dans le plasma ambiant.

Effet Compton inverse

Lorsque des électrons énergétiques interagissent avec des photons, on parle d'effet Compton inverse. Dans ce processus, la longueur d'onde du photon change, et on peut donc produire ainsi des photons de plus courte longueur d'onde, dans le domaine des rayonnements X.

Soit un électron énergétique d'énergie $\gamma m_e c^2$, interagissant avec un photon d'énergie initiale ϵ_i. L'énergie du photon après l'interaction avec l'électron est $\epsilon_f \approx \gamma^2 \epsilon_i$, avec un maximum de $4\gamma^2\epsilon_i$. Pour qu'un photon émis au niveau de la photosphère avec $\epsilon_i \approx 2$ eV gagne une énergie d'environ 20 keV, il faut qu'il interagisse avec un électron d'énergie autour de 50 MeV. De tels électrons peuvent être produits lors d'éruptions importantes.

L'émissivité $I_{CI}(\epsilon)$, en photons.keV^{-1}.s^{-1}, produite par une population isotrope d'électrons relativistes interagissant avec une population de photons isotrope et mono-énergétique, d'énergie ϵ_i

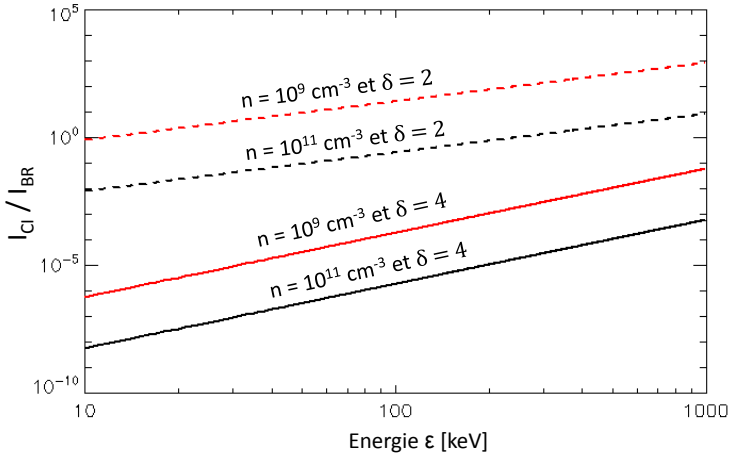


Figure 2.21 – Rapport $I_{CI}(\epsilon)/I_{BR}(\epsilon)$ pour deux distributions d'électrons différentes (indices spectraux 2 et 4), et deux densités du plasma différentes (10^9 et 10^{11} cm^{-3}). On a supposé $n_\nu = 10^{12}$ cm^{-3}.

est (Blumenthal & Gould, 1970, Tucker, 1975) :

$$I_{CI}(\epsilon) = \frac{8\pi r_0^2 c}{\epsilon} n_\nu N_0 (\delta - 1) \left(\frac{E_0}{mc^2}\right)^{\delta-1} Q(\delta) \left(\frac{\epsilon}{4\epsilon_i}\right)^{(1-\delta)/2} \tag{2.4}$$

avec n_ν la densité de photons (cm^{-3}), N_0 est la densité locale d'électrons énergétiques d'énergie supérieure à E_0, avec l'hypothèse d'une distribution en énergie des électrons énergétiques en loi de puissance avec un indice δ. $Q(\delta)$ est une fonction de l'ordre de l'unité (Krucker et al., 2008). Pour des photons de 2 eV, on a $n_\nu \approx 10^{12}$ cm^{-3}. Bien entendu, le spectre solaire n'est pas composé de photons mono-énergétiques mais cette équation est utile pour estimer l'ordre de grandeur de l'émission due à l'effet Compton inverse et la comparaison avec d'autres mécanismes. On peut cependant noter que certaines études ont étudié l'effet Compton inverse sur des populations de photons à d'autres énergies : Kaufmann et al. (1986) ont par exemple interprété le rayonnement en X dur comme étant le résultat de l'effet Compton inverse sur les photons synchrotron émis avec une longueur d'onde de l'ordre du millimètre et en-deçà. D'autre part, Chen & Bastian (2012) ont récemment examiné la possibilité que l'effet Compton sur des photons des domaines de l'extrême ultraviolet et X mous soit non-négligeable pour la production de rayonnement X dur. Bien que le nombre de ces photons soit inférieur au nombre de photons photosphériques de plusieurs ordres de magnitude, des électrons moyennement relativistes sont suffisant pour produire du rayonnement X dur.

Les contributions relatives du rayonnement de freinage et du à l'effet Compton inverse peuvent être étudiées via le rapport :

$$\frac{I_{CI}(\epsilon)}{I_{BR}(\epsilon)} = \frac{3\pi}{2\alpha} \frac{n_\nu}{n_p} (2\delta - 1) Q(\delta) \left(\frac{\epsilon}{4\epsilon_i}\right)^{(1-\delta)/2} \left(\frac{\epsilon}{mc^2}\right)^{\delta-1/2} \tag{2.5}$$

Ce rapport dépend donc du spectre électronique via son indice spectral δ et du rapport n_ν/n_p. Pour les sources chromosphériques de rayonnement X, pour lesquelles la densité du milieu est de 10^{11}-10^{12} cm^{-3}, il est très clair que l'émission X est dominée par le rayonnement de freinage. Cependant, pour des sources coronales de faible densité (par exemple 10^9 cm^{-3}), et un spectre dur ($\delta = 2$), la contribution de l'effet Compton inverse pourrait n'être plus négligeable (voir par exemple Krucker et al., 2008, Chen & Bastian, 2012), que cet effet agisse sur les photons photosphériques ou sur les photons de l'extrême ultraviolet/X mous. Dans le cas de l'effet Compton sur les photons photosphériques, cela est illustré en figure 2.21 : l'évolution de ce rapport est tracée en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de la densité et de l'indice spectral de la distribution des électrons. Sur la figure 2.22, la comparaison entre le spectre de photons obtenu en prenant en compte le

rayonnement de freinage ou l'effet Compton sur les photons EUV / X mous est réalisée dans deux cas, pour expliquer le spectre de la source coronale observé dans le cas de deux éruptions (Chen & Bastian, 2012).

Cependant, d'une manière plus générale (et c'est le cas dans cette thèse), on considère que le rayonnement dominant dans le domaine X est le rayonnement de freinage des électrons.

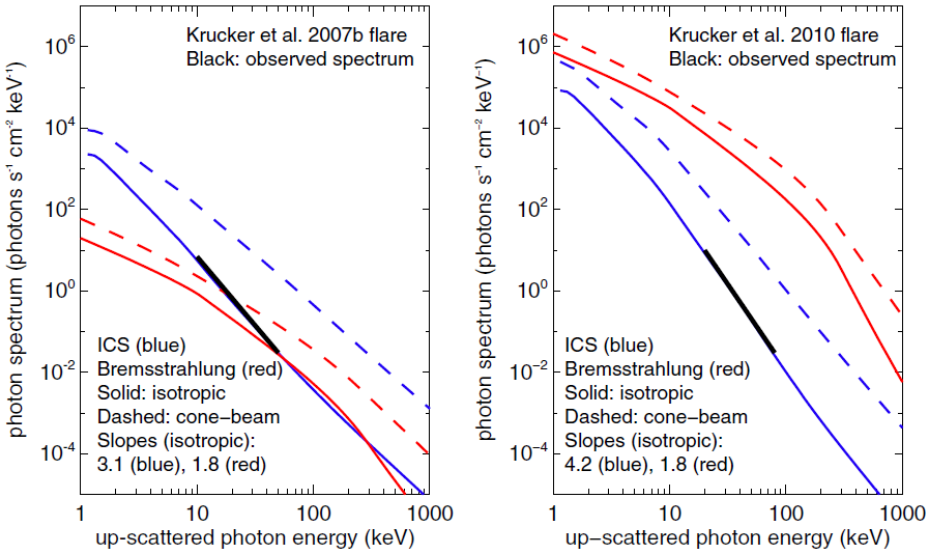


Figure 2.22 – Gauche : Spectre de photons calculé pour l'effet Compton inverse (bleu) et le rayonnement de freinage électron-ion (rouge), pour expliquer le spectre observé lors de l'éruption du Krucker et al. (2007), avec l'hypothèse d'un spectre d'électrons en double loi de puissance entre 10 keV et 100 MeV. Le spectre connait un changement d'indice spectral à 300 keV, l'indice passant de 1.5 à 3.8. Les lignes solides et pointillées représentent des distributions isotropes et en faisceau conique, respectivement. La ligne noire épaisse représente le spectre observé. Droite : même chose, pour l'éruption de Krucker et al. (2010), mais avec un indice spectral de 5.2 au-dessus de 300 keV pour le spectre d'électrons supposé (figure tirée de Chen & Bastian, 2012).

Rayonnement synchrotron

Les particules chargées se propageant le long de lignes de champ magnétique spiralent autour d'une ligne de champ avec une fréquence de giration indépendante de la vitesse des particules, dans le cadre classique. Pour une population d'électrons non-relativistes ou peu relativistes, elle ne dépend que de l'amplitude du champ magnétique B :

$$f_{ge} = 2.80 \times 10^6 B \text{ [Hz]} \tag{2.6}$$

avec l'amplitude du champ magnétique B exprimée en Gauss. Généralement, un électron énergétique émet donc un rayonnement synchrotron à cette fréquence de giration ou à ses harmoniques proches. Même pour des régions actives avec des champs magnétiques de quelques kG, ce rayonnement est donc émis dans le domaine radio (voir section 2.3.3).

Cependant, pour un électron relativiste, dont la vitesse est βc, la fréquence de giration est modifiée par un facteur $\gamma = (1-\beta^2)^{-1}$, et les harmoniques de ce rayonnement forment un continu : on parle de rayonnement synchrotron, avec une fréquence caractéristique équivalente à une énergie

de (voir par exemple Krucker et al., 2008, et leurs références) :

$$\epsilon_S = 1.74 \times 10^{-11} \gamma^2 B \text{ [keV]} \tag{2.7}$$

Pour des valeurs du champ magnétique typiques de la couronne solaire, 100 - 1000 G, l'émission de photons X nécessiterait des électrons de quelques dizaines de GeV. Cependant, de telles énergies ne sont pas atteintes de manière générale lors des éruptions solaires. Il est donc très peu probable que le rayonnement synchrotron contribue au rayonnement X lors des éruptions solaires, et nous ne le considérons donc pas dans la suite de cette section. Néanmoins, nous reviendrons sur le rayonnement synchrotron émis par des électrons moyennement relativistes dans le domaine radio.

2.3.2 Emissions gamma

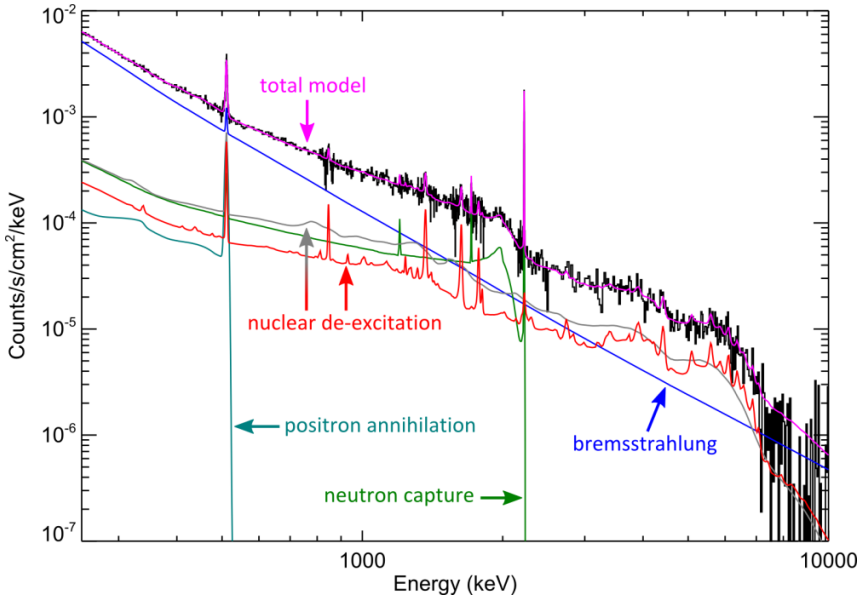


Figure 2.23 – Spectre d'émissions X et gamma lors de l'éruption du 23 juillet 2002 (figure adaptée de Lin et al., 2003).

Les émissions gamma, produites à des énergies de l'ordre du MeV et du GeV, sont issues de mécanismes divers. Nous notons tout d'abord que la définition du rayonnement gamma peut varier ; certains considèrent que la différence entre le rayonnement X et le rayonnement gamma est uniquement une question d'énergie, alors que d'autres définissent le rayonnement gamma comme étant le rayonnement lié aux ions énergétiques, sous forme d'un spectre de raies à haute énergie. Nous adoptons cette dernière définition : nous distinguons donc le rayonnement de freinage des électrons dans le domaine X qui produit un continu (qui peut s'étendre au-delà du MeV), et les raies gamma produites lors de divers mécanismes d'interaction entre les ions énergétiques et les noyaux ambiants : production de noyaux excités ou nucléaires, de neutrons et de pions. La figure 2.23 montre un exemple typique de spectre gamma observé par RHESSI. Les processus d'émission gamma associés sont décrits dans la suite.

Raies de désexcitations nucléaires

L'interaction des ions énergétiques avec les noyaux du plasma ambiant produit des noyaux dans un de leurs états excités ; ces noyaux se désexcitent rapidement en émettant un photon dont l'énergie

correspond à la différence entre le niveau d'énergie excité et le niveau d'énergie au repos. Les raies gamma ainsi produites ont une énergie située en général entre 0.5 et 8 MeV. Des raies typiques sont celles du fer (^{56}Fe) à 0.847 MeV, du magnésium (^{24}Mg) à 1.369 MeV, du néon (^{20}Ne) à 1.634 MeV, du silicium (^{28}Si) à 1.779 MeV, du carbone (^{12}C) à 4.439 MeV et de l'oxygène (^{16}O) à 6.129 MeV. Ces deux dernières raies sont les plus communément observées. Un exemple de raies de désexcitations nucléaires observées par RHESSI lors d'une éruption solaire est montré en figure 2.24. On observe essentiellement des raies étroites.

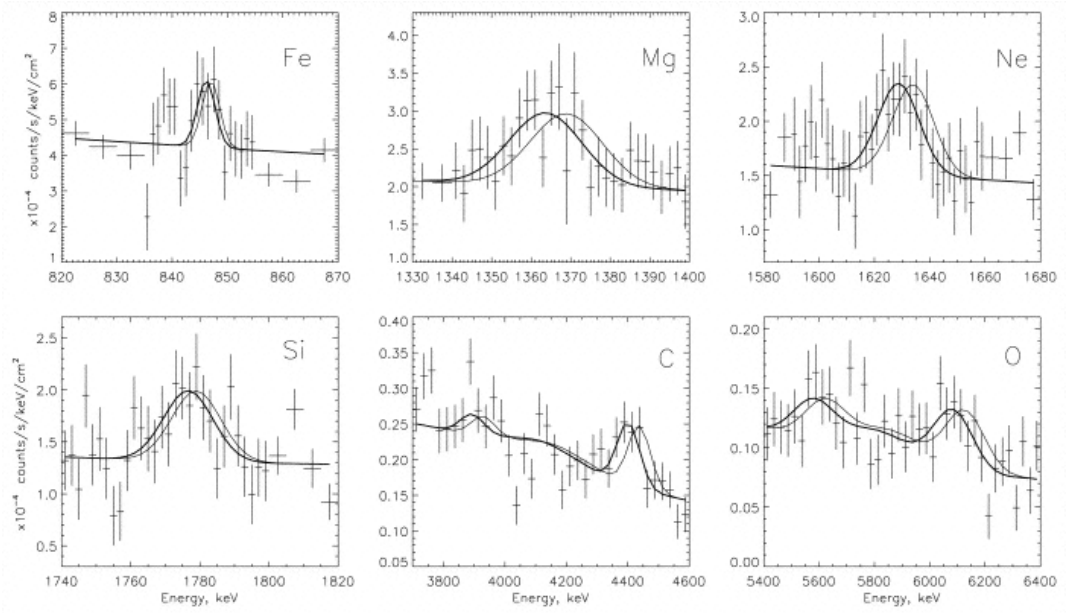


Figure 2.24 – Spectres de coups enregistrés par RHESSI entre 00:27:20 et 00:43:20 lors de l'éruption du 23 juillet 2002. Dans chaque panneau, on peut voir une raie de désexcitation nucléaire de l'élément indiqué en haut à droite. Les raies du carbone et de l'oxygène ont un pic secondaire dû à l'échappement d'un photon de 511 keV du à l'annihilation électron-positron. La ligne solide représente un ajustement gaussien de la raie ajouté au continu du rayonnement de freinage, convolué avec la réponse de l'instrument. La ligne fine représente la même chose mais avec un décalage vers le rouge nul (figure tirée de Smith et al., 2003).

La largeur de ces raies est due à l'élargissement Doppler, et donc à la vitesse des ions émettant ces rayonnements. Dans ces processus d'émission, les ions ne perdent ou gagnent que très peu d'énergie, et donc leur vitesse ne varie pas énormément. Dans le cas où un ion énergétique léger (par exemple un proton) interagit avec un ion lourd du milieu ambiant, la raie est donc très fine car l'ion émetteur a une vitesse thermique. Dans le cas inverse, lorsqu'un ion énergétique lourd interagit avec des noyaux d'hydrogène du milieu ambiant, la raie est beaucoup plus élargie, car l'ion émetteur a une vitesse suprathermique, ce qui provoque un élargissement Doppler. Ces raies larges se mélangent entre elles et avec des raies de faible amplitude pour former une sorte de continuum, notamment décrit par Murphy et al. (2009).

Noyaux radioactifs et annihilation du positron

Les ions accélérés peuvent également créer des noyaux radioactifs qui vont se désintégrer dans un temps plus ou moins court, lié à la demi-vie du noyau (d'une fraction de seconde à plusieurs jours en fonction du noyau). Le noyau-fils produit peut être excité et donc produire une raie gamma, mais ce rayonnement peut donc avoir un retard par rapport à l'éruption si la demi-vie est plus longue que la cadence temporelle de l'observation. Dans ce cas, le noyau radioactif a généralement le temps

de perdre son énergie suprathermique, et les raies émises sont alors particulièrement fines. De telles raies sont cependant difficiles à observer lors des éruptions solaires puisqu'elles sont émises avec un décalage temporel dépendant de la demi-vie de l'atome ; et elles ne sont donc pas observées lors des éruptions solaires.

De nombreuses désintégrations radioactives sont accompagnées par l'émission d'un positron. Les positrons ainsi produits perdent leur énergie via des collisions coulombiennes avec des électrons et via l'excitation et l'ionisation d'atomes neutres (Murphy et al., 2005). Après avoir perdu leur énergie, les positrons s'annihilent avec des électrons du milieu : cette réaction peut être directe et produit deux photons d'énergie 511 keV, produisant une raie spectrale assez fine. Cette réaction peut également avoir lieu indirectement en passant par la production d'un positronium, et selon l'état de spin de ce positronium, deux photons de 511 keV peuvent être produits (et participent à la raie spectrale à 511 keV) ou bien trois photons d'énergie inférieure sont produits, produisant un continuum (Murphy et al., 2005).

Une raie spectrale fine à 511 keV a été observée dans de nombreuses éruptions, notamment par RHESSI, et est bien visible sur le spectre présenté en figure 2.23.

Raie de capture radiative des neutrons

Lors des interactions des ions énergétiques avec le milieu, des neutrons peuvent être produits. Ces particules neutres peuvent s'échapper de l'atmosphère solaire si elles sont émises vers le haut : on peut les détecter directement dans le milieu interplanétaire ou même sur Terre pour les neutrons d'énergie supérieure à 200 MeV. Les neutrons qui sont émis vers le bas vont interagir dans l'atmosphère solaire : ils peuvent être capturés par l'hydrogène ambiant pour former du deutérium et produire une raie spectrale très fine à 2.223 MeV. En effet, la probabilité de collision est plus importante que la probabilité de capture, et les neutrons doivent donc perdre leur énergie suprathermique avant d'être capturés. Cette raie se forme donc avec un délai temporel correspondant au temps nécessaire pour la thermalisation des neutrons nécessaire à la capture des neutrons par l'hydrogène et l'émission de la raie à 2.223 MeV (voir par exemple Murphy et al., 2007).

Rayonnement de décroissance des pions

Des pions (particules élémentaires instables) neutres et chargés peuvent être produits lors d'interactions d'ions très énergétiques, à plusieurs centaines de MeV (voir par exemple Murphy et al., 1987). Les pions neutres se désintègrent directement en produisant deux photons à 67.5 MeV. Les pions chargés se désintègrent en muons, qui se désintègrent eux-mêmes en positrons et électrons. Les électrons vont alors produire un rayonnement de freinage (un continu) alors que les positrons vont s'annihiler avec des électrons, émettant la raie à 511 keV et le continuum évoqués plus haut.

2.3.3 Emissions radio-électriques des électrons énergétiques

Dans la suite de cette thèse, je me suis intéressée essentiellement aux émissions produites par les électrons énergétiques, en me focalisant sur le rayonnement de freinage de ces électrons dans le domaine X. Cependant, ces électrons énergétiques sont également la source de rayonnements dans le domaine radio. Ces rayonnements radio sont brièvement décrits dans cette section.

Les électrons émettant des rayonnements X durs sont des électrons d'énergie supérieure à 10 keV environ ; à ces énergies, les électrons peuvent également émettre efficacement des rayonnements radio. On distingue en général les phénomènes pour lesquels l'émission radio est une émission incohérente gyrosynchrotron (produite en général à haute fréquence, au-dessus de 1 GHz), et les

phénomènes d'émission cohérente tels que l'émission due aux ondes de plasma (produite à plus basse fréquence, en-dessous de 1 GHz en général). Dans cette sous-section, nous présentons brièvement le mécanisme d'émission gyrosynchrotron, et les sursauts radio (émissions du plasma) sont présentés dans la sous-section suivante.

Emission gyrosynchrotron des électrons énergétiques

En astrophysique, nous parlons d'émission gyrosynchrotron pour désigner l'émission d'électrons moyennement relativistes ($1 \lesssim \gamma \lesssim 3$), tandis que le terme d'émission synchrotron est réservé aux émissions produites par des électrons relativistes ($\gamma \gg 1$). Pour les électrons non-relativistes ($\gamma \approx 1$), on parle d'émission cyclotron.

L'émission gyrosynchrotron d'un électron a été brièvement décrite dans la section 2.3.1 : cette émission est produite lors de la giration des électrons énergétiques autour des lignes de champ magnétique. Le passage du spectre d'émission d'un électron au spectre d'émission d'une population d'électrons est compliqué et les formulations analytiques ne sont pas simples (voir par exemple White et al., 2011, et leurs références). Dulk & Marsh (1982), Dulk (1985) ont décrit des approximations dans le cadre d'une population d'électrons moyennement relativistes dont la distribution d'énergie suit une loi de puissance, et dont la distribution en angle d'attaque est isotrope. L'émissivité du rayonnement synchrotron est alors proportionnelle au nombre d'électrons énergétiques, mais dépend également fortement de l'angle d'attaque θ des particules ou de sa distribution, et de l'amplitude du champ magnétique B (Dulk, 1985) :

$$I_S(\nu, \theta, \delta) \approx 3.3 \times 10^{-24} 10^{-0.52\delta} B n_e (\sin\theta)^{-0.43+0.65\delta} \left(\frac{\nu}{f_{ge}}\right)^{1.22-0.90\delta} \tag{2.8}$$

avec δ l'indice spectral de la population d'électrons énergétiques, n_e la densité d'électrons, θ l'angle d'attaque et f_{ge} la fréquence de giration.

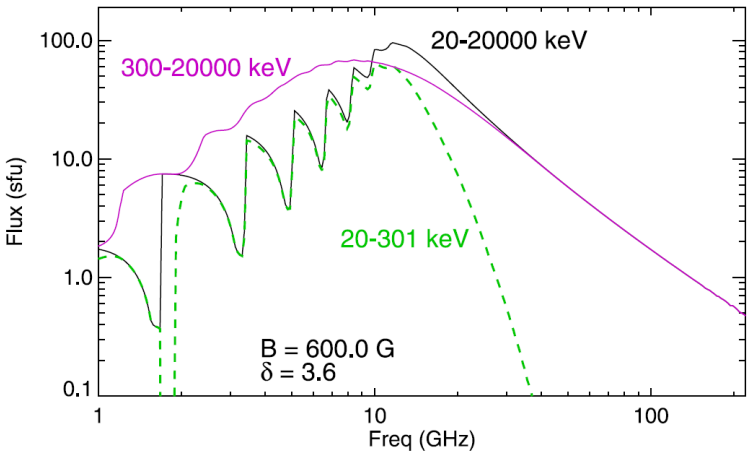


Figure 2.25 – Comparaison des spectres gyrosynchrotron radio d'électrons de différentes énergies. En noir, le spectre produit par une distribution en énergie d'électrons selon une loi de puissance, entre 20 keV et 20 MeV, avec un indice spectral de 3.6 et un champ magnétique constant d'amplitude 600 G. En vert pointillé, le spectre produit par les électrons de faible énergie, entre 20 et 300 keV. En magenta pointillé, le spectre produit par les électrons entre 300 keV et 20 MeV (figure tirée de White et al., 2011).

Etant donnés les champs magnétiques coronaux (quelques dizaines à centaines de G), l'émission gyrosynchrotron est observée dans une gamme de fréquences allant typiquement du GHz à quelques dizaines de GHz (par exemple, 17 GHz et 34 GHz au radiohéliographe de Nobeyama). Un spectre gyrosynchrotron est visible en figure 2.25. Sur cette figure, on constate en particulier que l'émission due aux électrons de basse énergie (20-300 keV) est bien moins importante que l'émission des électrons dont l'énergie est supérieure à 300 keV, notamment aux fréquences supérieures à 10 GHz.

On distingue généralement la partie du spectre émise dans le domaine de fréquences pour lequel le plasma est optiquement épais (fréquences plus basses que la fréquence pour laquelle on a un pic de

flux radio) et le domaine pour lequel le plasma est optiquement mince (fréquences plus hautes que la fréquence du pic). La fréquence du pic de flux permet d'estimer la valeur du champ magnétique ; en effet, elle s'exprime :

$$f_{\rm pic} = 2.72 \times 10^{3.00+0.27\delta} (\sin\theta)^{0.41+0.03\delta} (\mathcal{N}_r L)^{0.32-0.03\delta} B^{0.68+0.03\delta} \tag{2.9}$$

avec $\mathcal{N}_r$ le nombre d'électrons énergétiques par unité de volume et L la profondeur de la source dans la ligne de visée. Le champ magnétique peut être calculé à partir de $f_{\rm pic}$ car la dépendance de cette quantité en fonction des autres paramètres physiques est faible (Dulk & Marsh, 1982). Dans la partie optiquement mince de ce spectre, il existe une relation entre l'indice spectral électronique δ et l'indice spectral de la distribution du flux radio α_r : $\alpha_r = 1.20 - 0.90\delta$ (voir par exemple White et al., 2011). Il suffit de mesurer le flux radio à deux fréquences du domaine optiquement mince pour mesurer α_r. A titre d'exemple, le spectre synchrotron mesuré à trois moments différents au cours de l'éruption du 21 mai 2004, avec le radiopolarimètre de Nobeyama, est présenté en figure 2.26. Sur ce spectre, il est clair que les deux plus hautes fréquences sont dans le domaine optiquement mince, et il est donc possible de remonter à l'indice spectral électronique.

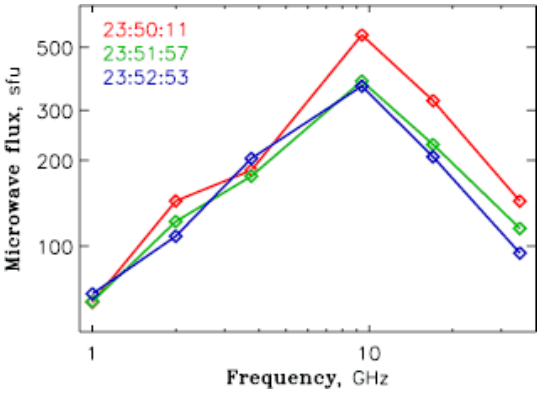


Figure 2.26 – Spectre micro-onde observé au radiopolarimètre de Nobeyama, pour l'éruption du 21 mai 2004 à différents moments (figure tirée de Kuznetsov & Kontar, 2015).

Emissions radio à basse fréquence : émissions plasma

Des émissions radio de basse fréquence sont souvent observées lors des éruptions solaires. Pour les fréquences inférieures au GHz, ces émissions sont en général produites par des mécanismes d'émission plasma. On observe souvent des émissions de faible largeur de bande qui dérivent avec les temps des hautes fréquences aux basses fréquences, qui sont appelées « sursauts radio ».

On distingue différents types de sursauts radio en fonction de la dérive en fréquence observée. Ils correspondent généralement à des contextes d'émission différents. Nous décrivons ici les sursauts de type III qui sont produits par des faisceaux d'électrons énergétiques se propageant dans la haute couronne.

De manière simplifiée, on peut décrire la production de sursauts de type III de la manière suivante : un faisceau d'électrons énergétiques se propageant dans le plasma coronal excite et produit des ondes plasma, dites de Langmuir (ce sont des oscillations du plasma), à la fréquence plasma f_p définie par :

$$f_p = 9\sqrt{n_e} \tag{2.10}$$

avec n_e la densité électronique du plasma. f_p est ici en kHz et n_e en cm^{-3}.

Ces ondes peuvent être converties en rayonnement électromagnétique à la même fréquence où à certaines harmoniques (Reid & Ratcliffe, 2014). Ce processus d'émission radio est le résultat d'une interaction entre les ondes plasma ; il s'agit d'un processus non-linéaire. Comme ces rayonnements

sont indirectement produits par des faisceaux d'électrons se propageant vers le haut, la densité du plasma diminue au cours du temps, ce qui induit la diminution de la fréquence plasma et permet d'expliquer la diminution de la fréquence d'émission du sursaut au cours du temps. Un exemple de sursaut radio de type III est visible en figure 2.27 sur le panneau (d) : on peut également voir sur cette figure qu'il est associé à des émissions X d'électrons accélérés lors d'une éruption solaire, ainsi qu'à des électrons énergétiques détectés au niveau de l'orbite terrestre quelques dizaines de minutes plus tard.

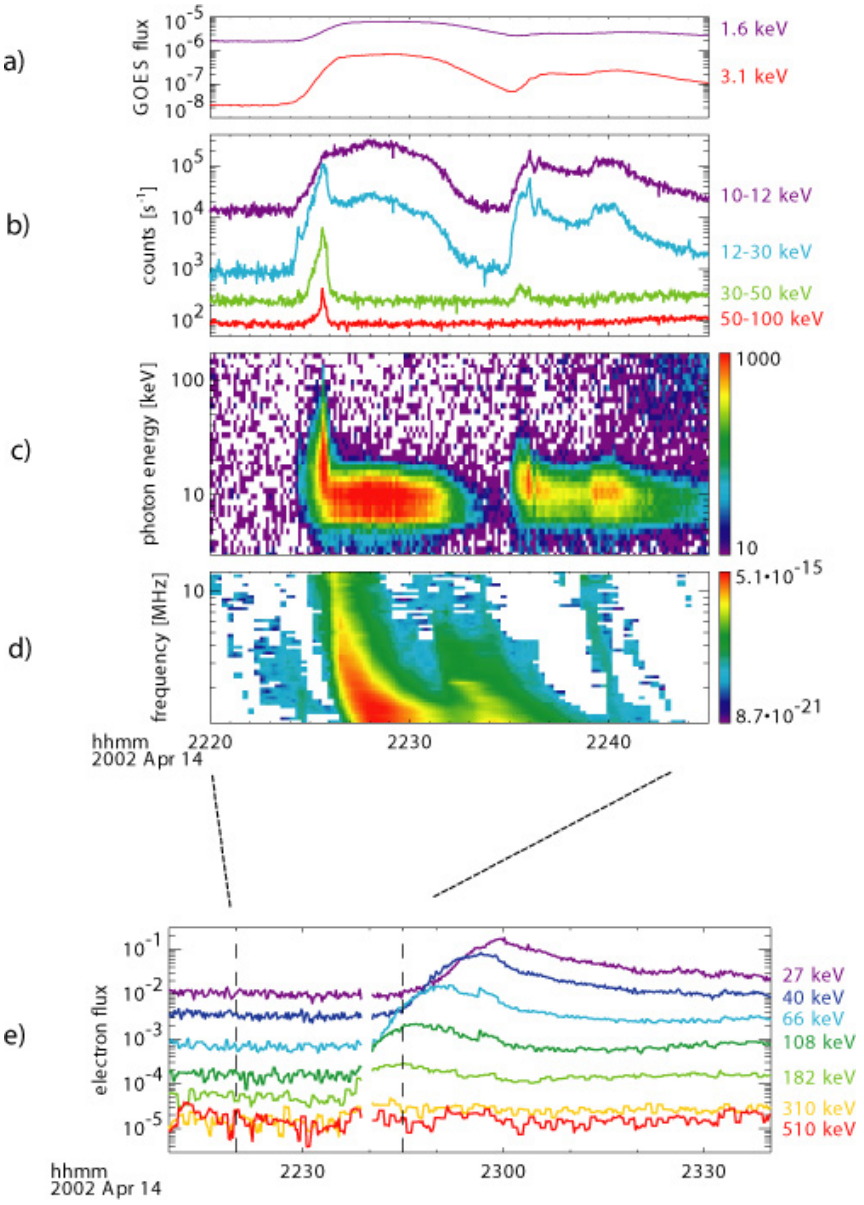


Figure 2.27 – Evolution temporelle du flux de rayonnements X observé par GOES (a) et RHESSI (b) ; les coups sont multipliés par des facteurs 8, 50 et 500 pour les gammes d'énergie 30-50 keV, 12-30 keV et 10-12 keV respectivement. Les panneaux suivants montrent les spectrogrammes des coups enregistrés par RHESSI (c) et de l'émission radio entre 1 et 14 MHz observée par WIND (d). L'éruption solaire connait un pic d'émission X à environ 22:26 et est accompagnée d'un sursaut radio de type III produit par des électrons se propageant dans la haute couronne. Le panneau (e) montre, dans un intervalle de temps plus long, la détection des électrons énergétiques par WIND à 1 UA, les électrons les plus énergétiques arrivant avant les électrons de plus petites énergies (figure tirée de Lin et al., 2002).

Les autres types de sursauts radio seraient émis également à la fréquence plasma, mais dans des contextes différents : au niveau de chocs (sursauts de type II), liés à de la turbulence d'ondes (type I), ou liés aux électrons piégés dans un nuage magnétique éjecté lors de l'éruption (type IV), bien que pour certains types de sursauts, leur origine fasse encore l'objet de débats.

2.4 Emissions X produites lors des éruptions solaires

Le rayonnement X est le plus souvent interprété en terme de rayonnement de freinage des électrons énergétiques. Dans cette section sont présentées les observations typiques en spectroscopie et en imagerie de ce rayonnement de freinage pendant les éruptions solaires, avec l'instrument RHESSI. A la fin de cette section, de récents résultats utilisés au cours de la thèse pour interpréter les observations dans le domaine X des éruptions solaires étudiées sont présentés.

2.4.1 Spectres de photons typiques

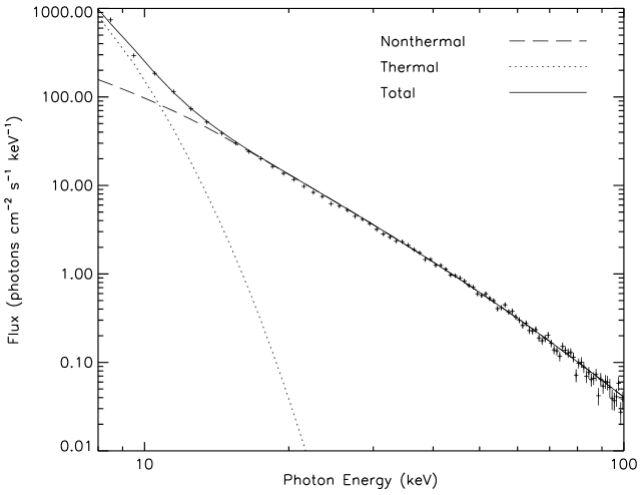


Figure 2.28 – Spectre typique d'une éruption solaire. Le spectre de photons de l'éruption du 20 février 2002 observé par RHESSI, entre 11:06:10 et 11:06:24 TU, est la somme d'un spectre thermique (avec une température de 15 MK et une mesure d'émission de 2×10^{48} cm^{-3}) et d'un spectre non-thermique ici composé d'une double loi de puissance (figure tirée de Sui et al., 2002).

Un spectre de photons typique des spectres observés lors des éruptions solaires est visible en figure 2.28. En général, le spectre X des éruptions est interprété comme la somme de deux spectres, l'un étant un spectre thermique, de forme exponentielle, dominant à plus basse énergie ; et l'autre, un spectre non-thermique, dominant à plus haute énergie et étant généralement modélisé par une ou deux loi de puissance.

Composante thermique du spectre

Le spectre thermique est produit par le rayonnement de freinage thermique des électrons du plasma ambiant à haute température, et est défini par deux paramètres : la température T, et la mesure d'émission EM. La mesure d'émission représente la quantité de plasma à la température T :

$$EM = n^2 V \tag{2.11}$$

où n est la densité du plasma émettant ce spectre et V son volume.

Le spectre de photons (en photons.s^{-1}.cm^{-2}.keV^{-1}) a la forme suivante :

$$F(\epsilon) \propto EM \times \frac{\exp\left(-\epsilon/k_B T\right)}{\sqrt{T}} \tag{2.12}$$

avec k_B la constante de Boltzmann et ϵ l'énergie des photons.

On constate donc que la température va influencer la forme du spectre alors que la mesure d'émission ne joue que sur sa normalisation.

Il existe également des modèles « multi-thermiques » pour lesquels on suppose que l'émission X est la somme d'émissions thermiques à différentes températures. Notons également qu'il faut tenir

compte de l'abondance relative des métaux (en particulier, l'abondance du fer par rapport aux autres éléments lourds du plasma).

Composante non-thermique du spectre

La composante non-thermique du spectre est généralement, de manière la plus simple, modélisée par une loi de puissance. Le spectre de photons possède une énergie de coupure ϵ_{low} à basse énergie, l'empêchant de devenir trop important à basse énergie. Cette énergie de coupure correspond à une énergie de coupure dans le spectre des électrons. Cette énergie de coupure est difficile à estimer car elle se situe généralement dans la partie du spectre dominée par le spectre thermique (Holman et al., 2011). On a donc un spectre de la forme suivante :

$$F(\epsilon) \propto \epsilon^{-\gamma} \text{ pour } \epsilon > \epsilon_{\text{low}} \tag{2.13}$$

où γ est l'indice spectral du spectre de photons non-thermique.

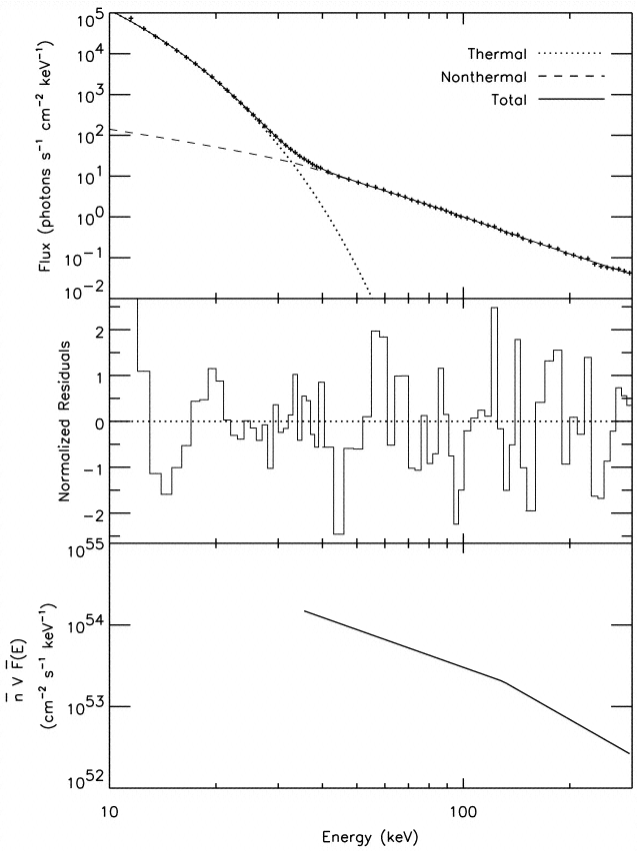


Figure 2.29 – Spectre observé et ajusté du flux de photon (en haut) pour l'éruption du 23 juillet 2002 entre 00:30:00 et 00:30:20 TU, et résidus de l'ajustement (au milieu). La composante thermique du spectre ajusté est en pointillés, et la composante non-thermique en double loi de puissance est en tirets. L'énergie de coupure entre les deux lois de puissance est 129 keV. En bas, spectre de la distribution d'électrons non-thermiques (figure tirée de Holman et al., 2003).

D'autre part, dans certains cas, une seule loi de puissance ne suffit pas et le spectre non-thermique présente une double loi de puissance (voir figure 2.29 pour un exemple) : il possède une énergie de coupure à laquelle la valeur de l'indice spectral change. Dans certains cas, l'indice spectral est plus grand à plus haute énergie, et dans d'autres cas, il est plus faible (voir par exemple Lin et al., 2002, Conway et al., 2003, Holman et al., 2003, Lin et al., 2003).

2.4.2 Des photons aux électrons : modèles non-thermiques

Le but de cette section est d'établir le lien entre le spectre de photons non-thermiques observé lors des éruptions solaires, et le spectre d'électrons non-thermiques produisant cette émission, dans

le cadre de deux approximations appelées approximations de cible mince et de cible épaisse.

Le flux de photons de freinage émis avec une énergie ϵ, $I(\epsilon)$ (en photons.s^{-1}.cm^{-2}.keV^{-1}), produit par une distribution de densité de flux d'électrons énergétiques $F(E,\vec{r})$ (électrons/cm^2/s/keV) dans une source (cible) de densité de plasma n et de volume V, est donné par :

$$I(\epsilon) = \frac{1}{4\pi R^2}\int_V \int_\epsilon^\infty n(\vec{r})F(E,\vec{r})Q(\epsilon,E)dEdV \tag{2.14}$$

où $Q(\epsilon,E)$ est la section efficace différentielle du rayonnement de freinage ; l'intégration est réalisée sur le volume de la cible et à toutes les énergies des électrons qui contribuent, c'est-à-dire à toutes les énergies d'électrons au-dessus de l'énergie du photon ϵ.

On voit donc que le spectre de photons $I(\epsilon)$ est lié à la fois à la distribution d'électrons énergétiques et aux propriétés du plasma ambiant (densité et volume de la source).

Les observations spectroscopiques (menées par exemple avec RHESSI) donnent accès au spectre intégré sur le volume de la source X, on a donc une forme intégrée de l'équation 2.14 :

$$I(\epsilon) = \frac{1}{4\pi R^2}\int_\epsilon^\infty \left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right] Q(\epsilon,E)dE \tag{2.15}$$

avec $\bar{n} = (1/V)\int_V n(\vec{r})dV$ et $\bar{F}(E)$ (électrons/cm^2/s/keV) la distribution moyenne du flux d'électrons, c'est-à-dire la distribution de la densité de flux d'électrons, moyennée sur la cible et pondérée par la densité du plasma (Brown et al., 2003, Kontar et al., 2011a, Holman et al., 2011), définie par :

$$\bar{F}(E) = \frac{1}{\bar{n}V}\int_V n(\vec{r})F(E,\vec{r})dV \tag{2.16}$$

Puisque la quantité $\bar{n}V$ est sans dimension, les unités de $\left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right]$ sont les mêmes que les unités du flux d'électrons énergétiques (électrons/cm^2/s/keV). $\left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right]$ est une quantité que l'on peut dériver à partir du spectre de photons $I(\epsilon)$ sans faire aucune hypothèse sur le modèle d'émission du rayonnement X ; c'est pourquoi c'est la quantité calculée lors des diagnostics spectroscopiques des émissions X. Pour calculer le produit $\bar{n}V\bar{F}$, en principe, nous avons juste besoin de connaître la section efficace du rayonnement de freinage $Q(\epsilon,E)$.

Section efficace de rayonnement

Dans le cas du rayonnement de freinage dû à l'interaction des électrons énergétiques avec les ions ambiants, une approximation répandue de la section efficace du rayonnement de freinage est la section efficace de Bethe-Heitler non-relativiste (Koch & Motz, 1959) :

$$Q_{BH}(\epsilon,E) = \frac{\overline{Z^2}Q_0}{\epsilon E}\ln\left(\frac{1+\sqrt{1-\epsilon/E}}{1-\sqrt{1-\epsilon/E}}\right) \tag{2.17}$$

où $Q_K(\epsilon,E)$ est exprimée en cm^2.keV^{-1}, $Q_0 = (8\alpha/3)(m_e c^2)r_0^2 = 7.90\times10^{-25}$ cm^2.keV^{-1} et $Z^2 \approx 1.4$. Ici $\alpha \approx 1/137$ est la constante de structure fine, m_e est la masse de l'électron et $r_0 = e^2/m_e c^2$ est le rayon classique de l'électron.

L'approximation dite de Kramers consiste en la même équation, sans le terme logarithme :

$$Q_K(\epsilon,E) = \frac{\overline{Z^2}Q_0}{\epsilon E} \tag{2.18}$$

Emissions X en cible mince et cible épaisse

Par la suite, nous décrivons comment le produit $\left[\bar{n}V\bar{F}\right]$ est exprimé dans le cadre des approximations de cible mince et de cible épaisse. La comparaison entre le temps d'interaction avec le milieu (ici, le temps de collision) et le temps d'échappement des particules hors de la cible permet de définir les notions de cible mince et cible épaisse. Lorsque le temps d'interaction est beaucoup plus long que le temps d'échappement, les particules vont peu interagir dans la cible avant de la quitter : on parle d'une cible mince. Au contraire, lorsque le temps d'interaction est beaucoup plus court que le temps d'échappement, les particules vont interagir avec le milieu de la cible et perdre leur énergie dans la cible. La perte d'énergie est complète ; on parle de cible épaisse.

Etant donné que le temps de collision dépend de la densité du milieu (mais pas seulement), les régions peu denses (régions coronales) sont généralement considérées comme des cibles minces, tandis que les régions plus denses (pieds de boucle chromosphériques) sont des cibles épaisses. Notons que la densité « limite » à partir de laquelle une région est considérée comme une cible épaisse dépend de l'énergie des particules (plus l'énergie des particules est importante, plus la densité doit être importante pour les stopper).

On peut également comprendre ces notions en fonction du temps caractéristique sur lequel on est capable de réaliser des observations. On compare alors le temps de collision des électrons avec la cadence temporelle de l'instrument. Si le temps de collision est important comparé à cette cadence, on a une cible mince car on n'aura que peu d'interaction pendant une observation ; alors qu'au contraire, lors que le nombre de collisions est suffisant pour que la perte d'énergie soit totale pendant le temps d'observation, on parle de cible épaisse.

Les modèles de cible mince et cible épaisse sont des approximations utilisées pour l'analyse du rayonnement de freinage des particules dans le domaine X. Notons que ce sont des approximations et qu'il existe un état intermédiaire que nous ne traitons pas ici : le cas où le temps d'interaction est comparable au temps d'échappement.

Modèle de cible mince

Dans une cible mince, les électrons énergétiques ne perdent qu'une petite fraction de leur énergie en traversant la cible où ils produisent le rayonnement. Ce type de modèle convient notamment aux sources d'émission X coronales.

Nous faisons l'hypothèse d'une distribution d'électrons en énergie ayant la forme d'une loi de puissance : $\bar{F}(E) \propto E^{-\delta}$. Dans l'approximation de la cible mince, le spectre intégré des électrons $\left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right]$ (en électrons.s^{-1}.cm^{-2}.keV^{-1}) s'écrit de la manière suivante :

$$\left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right] = C\left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\delta}, E > E_0 \tag{2.19}$$

où δ et C sont l'indice spectral et une constante de normalisation du spectre.

En utilisant l'approximation de Kramers pour la section efficace (équation 2.18), il est possible de montrer que le spectre de photons produit par cette population dans une cible mince est également une loi de puissance :

$$I_{\text{thin}}(\epsilon) \propto \epsilon^{-(\delta+1)} \tag{2.20}$$

avec un indice spectral $\gamma_{\text{thin}} = \delta + 1$

On note que cette relation est valide si on s'intéresse à la distribution de densité de flux d'électrons énergétiques $F(\vec{r}, E)$, en électrons/cm^2/s/keV. Dans certains cas cependant, on peut s'intéresser à la distribution de densité d'électrons énergétiques $f(\vec{r}, E)$, en électrons/cm^3/keV. La relation

entre ces deux quantités est $F(\vec{r}, E) = f(\vec{r}, E)v(E)$ où $v(E)$ est la vitesse des électrons d'énergie E. Dans le cas où l'on suppose que la distribution de densité d'électrons énergétiques suit une loi de puissance $f(\vec{r}, E) \propto E^{-\delta'}$, la relation entre l'indice spectral de cette distribution et l'indice spectral de la distribution de photons devient $\gamma_{\text{thin}} = \delta' + 0.5$.

Modèle de cible épaisse

Dans le modèle de cible épaisse, les électrons énergétiques perdent toute leur énergie suprathermique dans la cible où ils produisent le rayonnement, et finissent par être thermalisés. Le spectre d'électrons énergétiques $\bar{F}$ produisant le rayonnement est donc différent du spectre d'électrons injecté F_0.

Au cours de sa perte d'énergie dans le milieu, le nombre de photons d'énergie comprise entre ϵ et $\epsilon + \delta\epsilon$ produit par un électron d'énergie initiale E_0 est :

$$\nu(\epsilon, E_0) = \int_{t=0}^{t_F} n(\vec{r})Q(\epsilon, E(t))v(t)dt \tag{2.21}$$

avec t_F le temps après lequel tous les électrons d'énergie E_0 sont thermalisés.

Les électrons énergétiques perdent leur énergie avec un taux de perte dE/dt, et l'intégration en temps peut être remplacée par une intégration en énergie :

$$\nu(\epsilon, E_0) = \int_{\epsilon}^{E_0} \frac{n(\vec{r})Q(\epsilon, E)v(E)}{|dE/dt|}dE \tag{2.22}$$

Dans le cas où les électrons énergétiques perdent leur énergie par collisions coulombiennes avec les électrons du plasma ambiant, et le taux de perte d'énergie s'exprime :

$$dE/dt = -(K/E)n(\vec{r})v(E) \tag{2.23}$$

avec $K = 2\pi e^4 \Lambda$, et Λ, le logarithme de Coulomb, e la charge de l'électron, n la densité du plasma, et v la vitesse de l'électron énergétique. Cette expression est valide dans un cadre non-relativiste et en faisant l'hypothèse d'un plasma totalement ionisé (Holman et al., 2011).

Si on considère le spectre d'électrons injecté $F_0(E_0)$, le spectre d'émissions X peut s'exprimer comme :

$$I(\epsilon) = \frac{A}{4\pi R^2} \int_{E_0=\epsilon}^{\infty} F_0(E_0)\nu(\epsilon, E_0)dE_0 \tag{2.24}$$

où A est l'aire de la cible épaisse.

En utilisant l'équation 2.23 dans l'équation 2.22, on peut réécrire l'équation 2.24 de la manière suivante :

$$I(\epsilon) = \frac{A}{4\pi R^2}\frac{1}{K} \int_{E_0=\epsilon}^{\infty} F_0(E_0) \int_{E=\epsilon}^{\infty} EQ(\epsilon, E)dEdE_0 \tag{2.25}$$

et en changeant l'ordre de l'intégration, et en comparant avec l'équation 2.15 :

$$\left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right] = A\frac{E}{K} \int_{E_0=E}^{\infty} F_0(E_0)dE_0 \tag{2.26}$$

Encore une fois, nous faisons l'hypothèse d'un spectre d'électrons en loi de puissance, $F_0 \propto E_0^{-\delta}$. Prenons un spectre injecté $F_0(E)$ (électrons/sec/cm^2/keV), qui a la forme suivante :

$$F_0(E) = \frac{\dot{N}}{A}\frac{\delta - 1}{E_0}\left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\delta}, E > E_0 \tag{2.27}$$

où $\dot{N}$ est le flux d'électrons injectés dans la cible (en électrons.s^{-1}), et δ est l'indice spectral.

Après l'intégration de l'équation 2.26, le spectre moyen, intégré sur le volume et pondéré par la densité, est :

$$\left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right] = \frac{\dot{N}}{K}E_0\left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\delta+2} \tag{2.28}$$

En utilisant l'approximation de Kramers pour la section efficace (équation 2.18), il est possible de montrer que le spectre de photons produit par cette population dans une cible mince est également une loi de puissance :

$$I_{\text{thick}}(\epsilon) \propto \epsilon^{-(\delta-1)} \tag{2.29}$$

avec un indice spectral $\gamma_{\text{thick}} = \delta - 1$

Dans le cas où l'on considère que la distribution de densité d'électrons énergétiques $f(\vec{r}, E)$ suit une loi de puissance avec un indice δ', la relation devient $\gamma_{\text{thick}} = \delta' - 1.5$.

Raffinements supplémentaires : l'exemple de l'albédo solaire

Des modifications subtiles du spectre de photon produit par une même population d'électrons peuvent être introduites par la prise en compte de certains éléments supplémentaires, comme l'effet de l'albédo solaire, les variations des abondances des éléments lourds, un milieu partiellement ionisé. Au cours de cette thèse, j'ai été amenée à prendre en compte l'effet de l'albédo solaire, que je décris donc dans ce qui suit.

Prendre en compte l'albédo solaire revient à prendre en compte la réflexion des photons X sur la surface solaire. Si on fait l'hypothèse que les photons émis par les électrons énergétiques sont émis dans toutes les directions, une certaine quantité de photons va donc se propager vers la surface solaire. Une fraction d'entre eux sera alors déviée par effet Compton avec les particules du milieu ambiant, sur les couches plus denses au niveau de la photosphère. Certains de ces photons déviés peuvent éventuellement être détectés s'ils sont déviés dans la direction de l'instrument X : le flux de photons détecté est donc composé de photons directs (issus directement de la source X) et de photons indirects, qui ont été diffusés (« réfléchis ») au niveau de la photosphère. Prendre en compte cette diffusion revient à prendre en compte l'albédo de la surface solaire. La composante de photons due à l'albédo peut être non négligeable, et avoir pour conséquence un aplatissement du spectre de photons observé ; cela peut donc causer une légère sous-estimation de l'indice spectral (Bai & Ramaty, 1978). Un exemple de spectre est visible en figure 2.30.

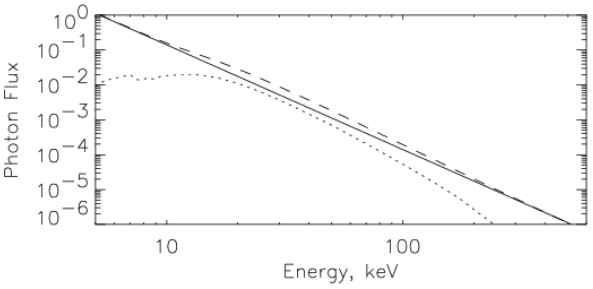


Figure 2.30 – Spectre initial (ligne pleine), spectre réfléchi (ligne pointillée) et somme des deux (ligne en tirets) calculés pour un spectre initial $I(\epsilon) \propto \epsilon^{-3}$ et pour un angle héliocentrique de 45° (figure tiré de Kontar et al., 2006).

On note que l'albédo a aussi un effet potentiellement visible sur les images X. La composante due à l'albédo dépend de l'énergie de la source X (Kontar & Jeffrey, 2010, Kontar et al., 2011a), de sa position et de son altitude. A priori, l'image due à l'albédo est plus étendue que la source primaire, et d'autant plus étalée que l'altitude de la source primaire est importante. Observationnellement,

de telles sources sont difficiles à observer puisque l'intensité de la source albédo ne représente que quelques pourcents de l'intensité de la source primaire (Kontar et al., 2011a).

2.4.3 Les sites d'émissions X

Les observations les plus typiques du rayonnement X pendant les éruptions solaires sont semblables à l'image de gauche de la figure 2.31. On distingue une source de rayonnements X de faible énergie (12-25 keV, en rouge) ayant une forme d'arche, aux extrémités de laquelle se trouvent deux sources d'émission X de haute énergie (250-500 keV, en bleu), qui sont co-spatiales avec les rubans d'émission UV visibles en gris foncé sur l'image. Ce type d'observation est interprété de la manière suivante :

- Les émissions X à basse énergie sont produites par des électrons de faible énergie initiale appartenant à la distribution thermique. Le rayonnement X est un rayonnement thermique émis dans toute la boucle coronale (avec des températures caractéristiques de l'ordre de 10^7 K) ;
- Les émissions X de haute énergie sont produites par des électrons de haute énergie parcourant rapidement cette boucle en ne subissant pas ou que très peu de collisions avec le milieu, et qui vont être précipités dans les pieds des boucles où la densité du milieu est beaucoup plus importante. Les électrons énergétiques perdent alors toute leur énergie suprathermique par collisions dans ces pieds de boucle, et émettent alors des photons X de haute énergie (en bleu), dont les sources sont confinée aux extrémités de l'arche.

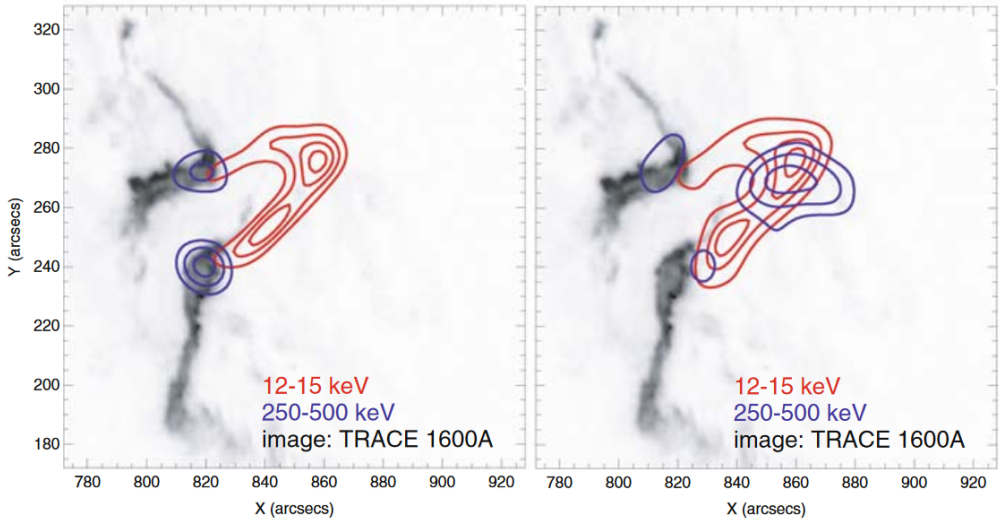


Figure 2.31 – Images de l'éruption du 20 janvier 2005, reconstruites pendant le pic d'émission (à gauche) et pendant la phase de déclin de l'émission X (à droite). Sur les deux figures, l'image en niveaux de gris est une image TRACE à 1600 Å sur laquelle sont superposés les contours RHESSI à 12-15 keV (rouge) et 250-500 keV (bleu) (figure tirée de Krucker et al., 2008).

Dans certaines éruptions solaires, on peut également observer des sources X de haute énergie au sommet de la boucle coronale, comme montré sur l'image de droite de la figure 2.31. Ce type de source X a été observé pour la première fois par Masuda et al. (1994), avec les données du satellite

Yohkoh. Dans leur observation, la source de rayonnement X dur a une origine non-thermique et était située au-dessus de la boucle coronale visible en rayonnement X mou.

Après le lancement du satellite RHESSI, les observations de sources coronales de rayonnement X dur, dans la boucle ou au-dessus de la boucle, ont été plus nombreuses, même si elles ne constituent pas le cas observationnel le plus standard (voir Krucker et al., 2008, pour une revue sur les sources X coronales). Certaines sources coronales sont visibles au début de l'éruption (pendant la phase impulsive) alors que d'autres sources apparaissent dans la phase de déclin. D'autre part, certaines sources coronales sont visibles dans la boucle magnétique coronale alors que d'autres sont situées au-dessus. Dans certains cas on observe même une double source coronale (voir par exemple Sui & Holman, 2003, Liu et al., 2008) : un exemple est montré en figure 2.32.

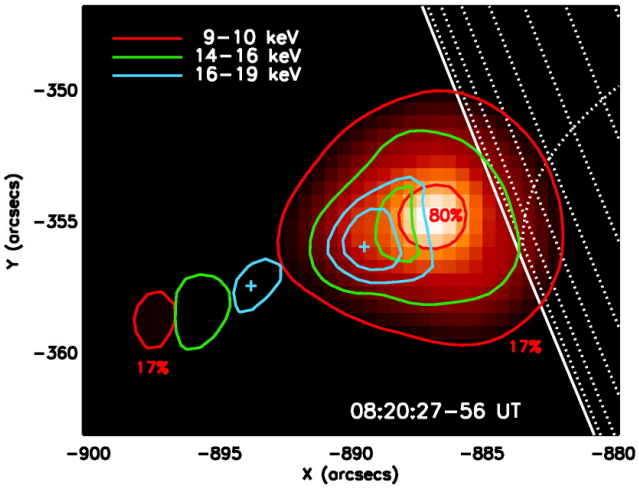


Figure 2.32 – Superposition des contours X à 9-10 keV (en rouge), 14-16 keV (en vert) et 16-19 keV (en bleu), sur l'image reconstruite à 9-10 keV à partir des données de RHESSI. Les contours représentent 17% et 80% (9-10 keV), 47% et 90% (14-16 keV) et 80% et 90% (16-19 keV) du maximum. Les deux croix bleues marquent les centroides des sources à 16-19 keV (figure tirée de Liu et al., 2008).

Certaines sources ont été interprétées comme étant des sources de rayonnement thermique à haute température (> 30 MK), tandis que d'autres sources seraient le résultat d'une cible épaisse coronale, à un endroit où la densité serait devenue importante, par exemple à cause de « l'évaporation chromosphérique » qui permet de remplir la boucle coronale de matière provenant de la chromosphère (Krucker et al., 2008). Cette interprétation n'est valide que pour des sources coronales présentes lors de la phase de déclin des éruptions solaires. Une autre interprétation possible est le confinement de ces particules dans la couronne, par des mécanismes tels que la convergence du champ magnétique au pied des boucles (créant des miroirs magnétiques) ou bien des phénomènes de piégeage des particules par diffusion, par exemple sur des ondes (ces modèles sont décrits en section 3.2). Ce confinement permet d'augmenter le nombre d'électrons énergétiques dans la couronne et de retarder leur précipitation dans les pieds des boucles, et donc de produire des émissions X dur coronales au sommet des arches. Enfin, les doubles sources coronales mettraient en évidence une signature de la reconnexion magnétique, qui aurait lieu au niveau d'une couche de courants située entre les deux sources coronales observées. Des jets de particules seraient expulsés vers le haut et vers le bas (dans la boucle coronale). Comme on peut le voir sur la figure 2.32, les émissions les plus énergétiques se trouveraient alors les plus proches du site de reconnexion magnétique (et donc d'accélération des particules).

2.4.4 Récents résultats obtenus en imagerie et spectro-imagerie avec RHESSI

L'instrument RHESSI permet de réaliser à la fois des diagnostics spectroscopiques et des images des sources X observées lors des éruptions solaires. Ces capacités ont permis de réaliser également de la spectro-imagerie sur des sources X de certaines éruptions solaires, ce qui constitue un apport

important de la mission RHESSI. En effet, il est possible d'étudier le spectre de différentes sources présentes dans une même image (plus de détails sur la technique de spectro-imagerie avec RHESSI sont disponibles en section 6.3.4). Dans cette section, quelques résultats marquants obtenus avec la spectro-imagerie X au cours des éruptions solaires sont présentés, notamment concernant l'étude des sources X coronales.

Comparaison des spectres de sources d'émissions X coronales et aux pieds des boucles

Krucker & Lin (2002) ont présenté les premières observations de spectro-imagerie réalisées avec RHESSI, démontrant le potentiel d'une telle technique. Les auteurs ont notamment analysé les spectres de deux sources X émises aux pieds d'une boucle coronale. Ils ont observé deux spectres très similaires, observation qui semble confirmer que ces deux sources X sont connectées par une boucle magnétique et que la même population d'électrons énergétiques est à l'origine de ces deux émissions.

Emslie et al. (2003) ont présenté pour la première fois de la spectro-imagerie avec RHESSI réalisée sur une éruption solaire pour laquelle quatre sources étaient visibles : une source coronale et trois sources chromosphériques. Les auteurs ont montré la nature thermique du spectre de la source coronale ; ils ont également comparé les spectres des différentes sources chromosphériques. Deux sources qualifiées de « pieds de boucle » ont des spectres similaires, et la troisième présente un spectre non-thermique légèrement moins dur.

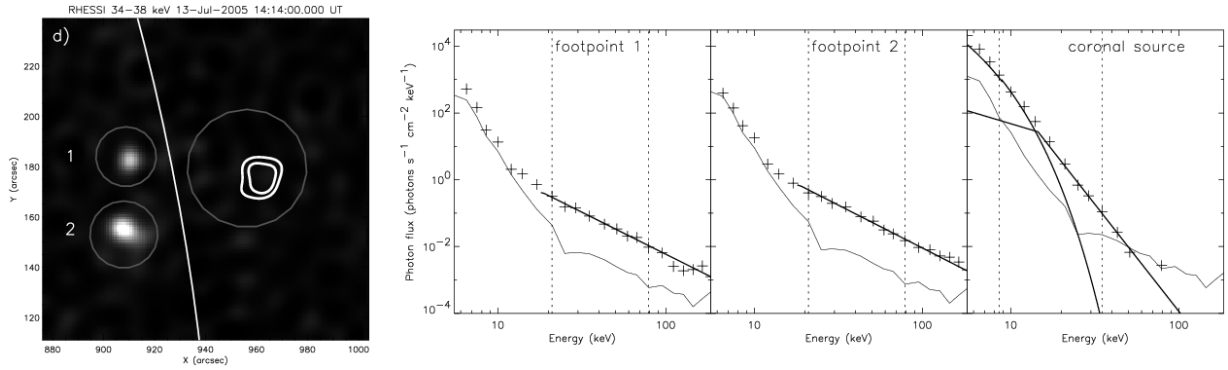


Figure 2.33 – Image (à gauche) et spectres (à droite) pour une éruption solaire du 13 juillet 2005, observée par RHESSI. L'image a été reconstruite avec l'algorithme CLEAN à 34-38 keV. Les contours blancs représentent 60% et 80% de l'image reconstruite à 10-12 keV, les ronds gris représentent les zones d'intérêt sélectionnées pour la spectro-imagerie. Les spectres correspondant sont à droite. La gamme d'énergie sélectionnée pour l'ajustement des spectres est indiquée par les lignes pointillées verticales, tandis que la fine ligne continue est une estimation du bruit (figure adaptée de Battaglia & Benz, 2006).

Battaglia & Benz (2006) ont étudié cinq éruptions solaires, pour lesquelles une source coronale et deux sources aux pieds de la boucle étaient visibles, l'émission coronale étant en partie d'origine non-thermique. L'exemple d'une des éruptions étudiées est présenté en figure 2.33. En réalisant de la spectro-imagerie sur ces sources, les auteurs ont étudié la différence entre les indices spectraux des spectres non-thermiques de photons dans la couronne γ_C et dans les pieds γ_{FP}. La plus petite différence $\gamma_C - \gamma_{FP}$ trouvée est de 0.59 ± 0.24, tandis que la plus grande différence est de 3.68 ± 0.14. Notons que dans le cas d'un transport balistique, pour lequel le spectre électronique n'est pas modifié au cours du transport (voir section 3.2), la différence d'indice du spectre de photons entre une cible mince (dans la couronne) et une cible épaisse (au niveau de la chromosphère) est de 2

(voir section 2.4.2). Pour trois éruptions sur cinq, la différence est plus petite que 2. Les auteurs soulignent que les éruptions concernées sont les éruptions pour lesquelles la séparation entre les différentes sources est la plus courte et émettent l'hypothèse que les approximations de cible mince et cible épaisse ne puissent pas s'appliquer (la situation serait intermédiaire). D'autre part, pour deux éruptions, la différence $\gamma_C - \gamma_{FP}$ est clairement supérieure à 2. Ces observations montrent que l'hypothèse d'un transport balistique est trop restrictive et qu'il faut prendre en compte d'autres effets pendant le transport des électrons énergétiques, qui permettaient d'expliquer un durcissement du spectre dans les pieds : un tel mécanisme agirait préférentiellement sur les particules de plus basse énergie, pour les arrêter avant qu'elles n'atteignent les pieds de la boucle. Les collisions ou les courants de retour peuvent avoir cet effet sur le spectre (voir section 3.2). Afin d'augmenter le nombre de collisions subies par une population d'électrons, une sorte de confinement des particules énergétiques dans la couronne serait nécessaire (voir section 3.2). Battaglia & Benz (2006) notent par ailleurs que la différence d'indice spectral entre les deux sources aux pieds de la boucle coronale n'est pas significative dans quatre éruptions sur cinq.

Enfin, une récente étude de Simões & Kontar (2013) a également réalisé de la spectro-imagerie sur des sources coronales et des sources chromosphériques, pour quatre éruptions solaires. Contrairement à l'étude précédente qui travaillait avec les spectres de photons, cette étude porte sur la comparaison des spectres électroniques. En effet, les auteurs ont utilisé un modèle de cible mince dans la couronne, et un modèle de cible épaisse pour les sources chromosphériques (voir section 2.4.2), afin de retrouver le spectre électronique dans les deux types de source et de comparer non-seulement l'indice spectral mais également le flux d'électrons dans chaque source. Les auteurs ont en particulier montré que le flux d'électrons énergétiques $\dot{N}$ était plus élevé dans la source coronale que dans les sources chromosphériques, d'un facteur allant de 1.4 - 1.7 (sans prendre en compte l'albédo et avec un plasma totalement ionisé dans la chromosphère) à 4.5 - 10.1 (avec prise en compte de l'albédo et un plasma neutre dans les pieds des boucles). Dans le cas du transport balistique présenté en section 3.2, on s'attend à ce que le flux $\dot{N}$ soit le même dans la source coronale et dans les pieds, car le temps d'observation est beaucoup plus long que le temps de parcours des électrons énergétiques. Ce modèle est donc remis en cause par ces observations, qui montrent qu'une sorte de confinement des électrons énergétiques a lieu lors de ces quatre éruptions, ce qui permet d'expliquer le fait que le flux est plus important dans la couronne.

Nous reprendrons ce type d'étude dans un travail mené au cours de cette thèse et présenté en chapitre 5.

2.4.5 Evolution de la taille des sources en fonction de l'énergie

Les observations de RHESSI ont également permis d'étudier l'évolution de la taille des sources X en fonction de l'énergie. Cette évolution diffère pour les sources X coronales et chromosphériques (aux pieds des boucles magnétiques), c'est donc un critère de différenciation entre ces deux types de sources. Il s'agit également d'un diagnostic permettant de vérifier les prédictions de modèles d'accélération ou de propagation des électrons énergétiques. Dans cette section sont résumés les récents résultats menés avec les données de RHESSI, concernant l'évolution de la longueur des sources X, et également l'évolution de la largeur des sources, en fonction de l'énergie. Les prédictions concernant cette évolution, pour certains modèles d'accélération et de propagation des particules, sont également évoquées.

Sources aux pieds des boucles

Kontar et al. (2010) ont étudié l'évolution de la taille des sources X situées aux pieds des boucles dans une éruption solaire observée au limbe du disque solaire. Les auteurs ont réalisé des images

avec différents algorithmes (voir les images présentées en figure 6.24), et pour faire l'analyse de la taille des sources de manière quantitative, ils se sont référés aux résultats obtenus avec l'algorithme Visibility Forward Fit (présenté en section 6.3.3), qui permet d'évaluer la taille d'une source et l'erreur de mesure associée. La source la plus brillante a été modélisée par une source gaussienne elliptique, tandis que la deuxième source a été modélisée par une source gaussienne circulaire. Pour la source elliptique, la largeur à mi-hauteur de la source est calculée de la manière suivante : $FWHM = \sqrt{a(\epsilon)b(\epsilon)}$, avec a et b les deux axes de l'ellipse. L'évolution de cette largeur à mi-hauteur en fonction de l'énergie des photons ϵ est visible sur la figure 2.34, à gauche. A droite de cette figure, l'évolution des deux demi-grands axes de l'ellipse pour la source la plus brillante est visible. L'un des axes traduit la longueur verticale de la source, tandis que le deuxième traduit la longueur horizontale.

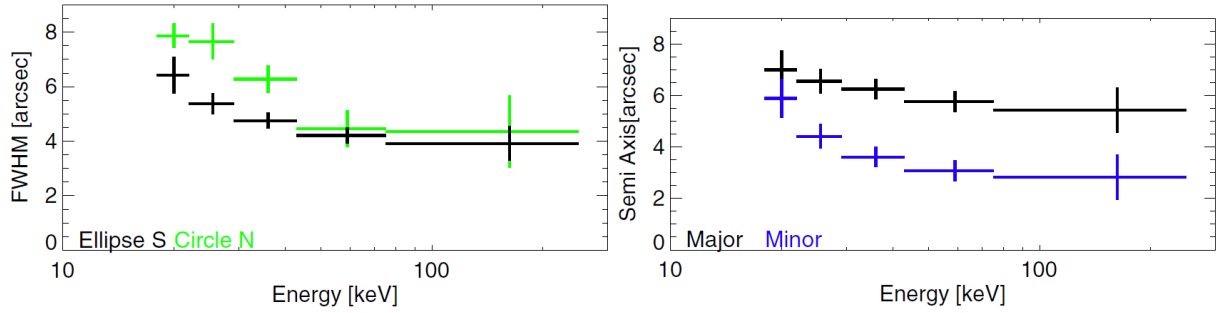


Figure 2.34 – Gauche : Evolution de la taille des deux sources aux pieds de la boucle magnétique en fonction de l'énergie. Droite : pour la source modélisée avec ellipse, les évolutions de la taille dans la direction verticale (en bleu) et horizontale (en noir) sont visibles (schéma tiré de Kontar et al., 2010).

D'une manière générale, cette étude montre que pour les sources X émises aux pieds des boucles, leur taille diminue lorsque l'énergie augmente. D'autre part, les émissions les plus énergétiques sont produites plus profondément dans l'atmosphère, comme on s'y attend dans le cas d'une émission produite par des électrons énergétiques se propageant de la couronne vers les pieds de boucle chromosphériques. Ces deux observations suggèrent que le champ magnétique converge au niveau des pieds de la boucle magnétique.

Longueur des sources coronales

Xu et al. (2008) ont étudié l'évolution de la longueur de sources coronales en fonction de l'énergie pour 10 éruptions solaires de classe M. Ils ont pour cela sélectionné les éruptions pour lesquelles une source coronale, étendue, était visible, pour des éruptions situées près du limbe. Afin de quantifier correctement la taille de ces sources, les auteurs ont utilisé l'algorithme « Visibility Forward Fit » (présenté en section 6.3.3), et ont donc ajusté les paramètres d'une boucle gaussienne elliptique courbée sur les visibilités calculées à partir des coups de RHESSI. Les images obtenues sont présentées en figure 6.23 de la section 6.3.3. Cet algorithme est appliqué pour plusieurs bandes d'énergie afin d'étudier la variation de la taille des sources en fonction de l'énergie. La figure 2.35 montre le résultat de cette étude : on y voit l'augmentation logarithmique de la taille des sources en fonction de l'énergie des photons, avec des pentes variant entre 0.11 ± 0.04 et 0.76 ± 0.03.

L'évolution de la taille des sources a été prédite pour différents modèles : un modèle thermique, et des modèles non-thermiques avec une région d'accélération ponctuelle ou étendue. L'évolution de la taille des sources observées n'est pas compatible avec le modèle thermique (dans ce modèle, la taille des sources devrait diminuer avec l'énergie), ni avec le modèle non-thermique avec une source

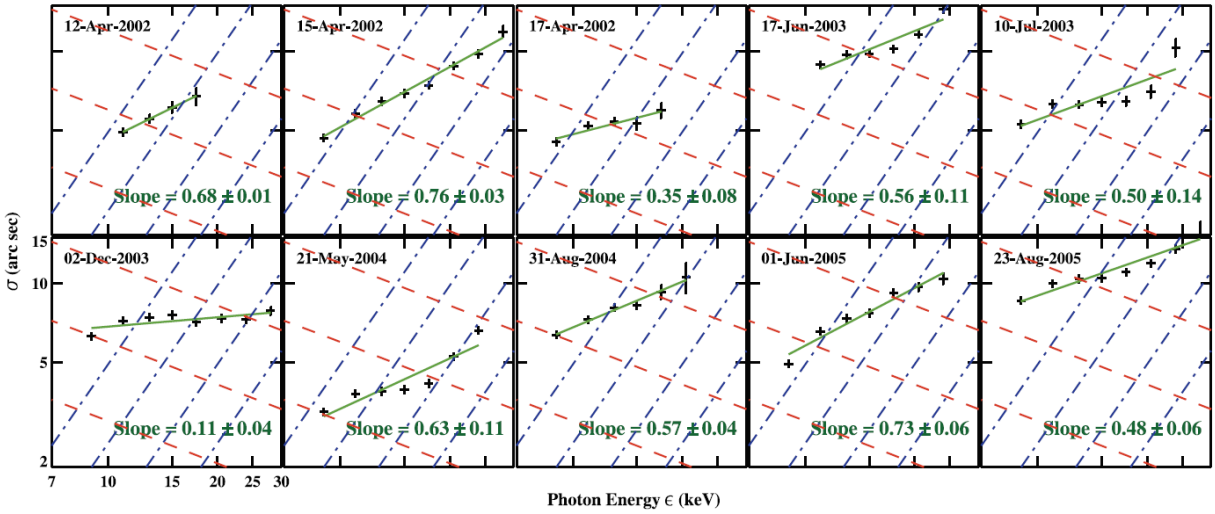


Figure 2.35 – Evolution de la taille σ (en secondes d'angle) des sources X avec l'énergie ϵ des photons, calculée à partir des images reconstruites avec l'algorithme Visibility Forward Fit. Les lignes pointillées représentent les pentes théoriques calculées pour des modèles d'émission thermique (rouge) et non-thermique avec une région d'accélération ponctuelle (bleu) pour différentes valeurs de la densité du plasma ambiant (figure tirée de Xu et al., 2008).

ponctuelle : cela est visible sur la figure 2.35. Cependant, les observations sont compatibles avec un modèle d'accélération non-thermique avec une source d'accélération étendue et dense, de taille L. Dans ce cas, l'évolution de la taille des sources suit l'équation suivante :

$$\sigma = a\epsilon^2 + L \tag{2.30}$$

avec a un paramètre lié à la densité de la source. Cela permet d'estimer la taille et la densité de la source d'accélération. Xu et al. (2008) ont trouvé des densités de l'ordre de $(1-5) \times 10^{11}$ cm^{-3}, et des longueurs L de l'ordre de 10 à 18 secondes d'angle, soit 7 à 13 Mm.

Ce type d'étude a également été réalisé par Kontar et al. (2011b) et Guo et al. (2012) qui ont également étudié l'évolution de la taille des sources X (la longueur), en fonction de l'énergie. Les deux études ont trouvé des résultats similaires à ceux de Xu et al. (2008) : les observations sont compatibles avec l'évolution décrite par l'équation 2.30 : Kontar et al. (2011b) trouvent une densité d'environ 10^{11} cm^{-3} et une taille de la région d'accélération de 20 Mm. Guo et al. (2012) ont des valeurs similaires (pour une autre éruption) : une région d'accélération de taille environ 15 secondes d'angle (11 Mm) et de densité d'environ 10^{11} cm^{-3}. L'évolution de la taille de la source X étudiée par Kontar et al. (2011b) est visible sur la figure 2.36, à gauche.

Enfin, dans le cadre du modèle de transport diffusif présenté en section 3.2 et développé par Kontar et al. (2014), les auteurs ont également fait une prédiction sur l'évolution de la taille de la source coronale en fonction de l'énergie. Les auteurs montrent que dans le cas diffusif, la taille de la source augmente linéairement avec l'énergie ; de plus, la pente est proportionnelle à la racine carrée du libre parcours moyen :

$$\sigma - L \propto \lambda^{1/2}\epsilon \tag{2.31}$$

L'évolution de la taille d'une source coronale en fonction de l'énergie pour les modèles collisionnels et diffusifs sont présentés sur la figure 2.37. La dépendance linéaire de la taille de la source en fonction de l'énergie est visible ; et dans le cas où le libre parcours moyen tend vers zéro, la taille de la source devient quasiment indépendante de l'énergie.

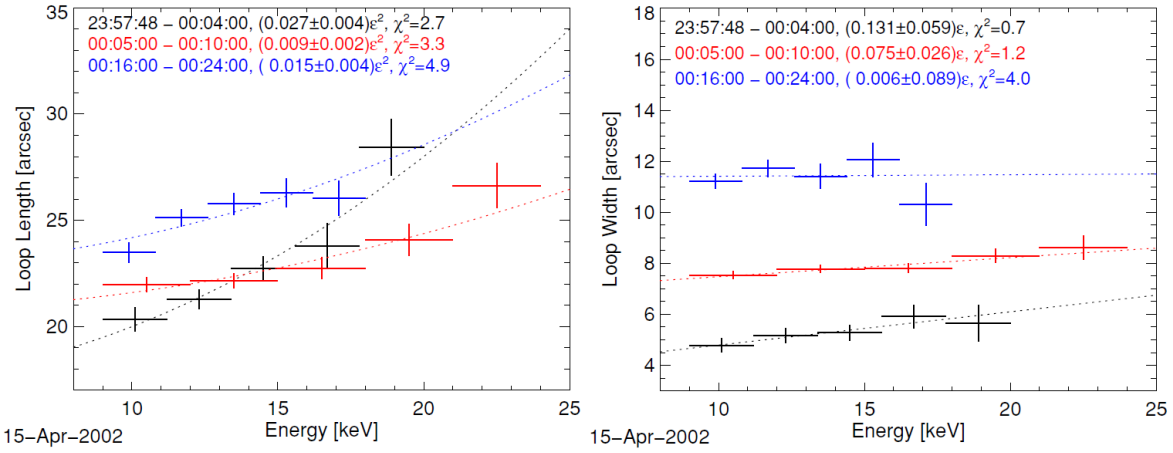


Figure 2.36 – Longueur (à gauche) et largeur (à droite) de la source X, calculées avec l'algorithme Visibility Forward Fit, en fonction de l'énergie des photons, pour trois intervalles de temps différents. Les lignes ajustées sont issues des équations 2.30 (pour les longueurs) et 2.32 (pour les largeurs) (figure tirée de Kontar et al., 2011b).

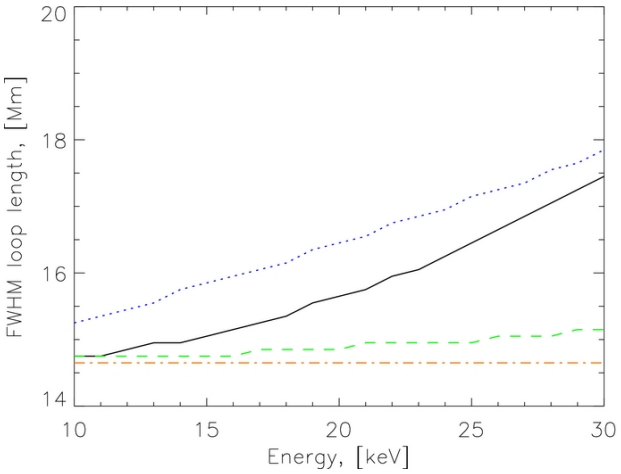


Figure 2.37 – Prédiction de l'évolution de la longueur d'une source X en fonction de l'énergie dans un plasma de densité 2×10^{11} cm^{-3}, pour un spectre d'électrons injectés avec un indice spectral de 7 et une région d'accélération de longueur de 14.5 Mm. Le cas d'un transport collisionnel (équation 2.30) est tracé en noir. Le cas d'un transport diffusif (équation 2.31) est montré en pointillés, avec un libre parcours moyen $\lambda = 10^9$ m (en bleu), 10^8 m (en vert) et 10^7 m (en orange) (figure tirée de Kontar et al., 2014).

Largeur des sources coronales

Kontar et al. (2011b) se sont également intéressés à l'évolution de la largeur de la source X en fonction de l'énergie. En effet, la présence de fluctuations du champ magnétique au niveau des boucles coronales favorise un transport des particules énergétiques dans une direction perpendiculaire au champ magnétique de la boucle coronale, provoquant donc un élargissement de la source d'émission X de ces particules (Kontar et al., 2011b, Bian et al., 2011). La largeur des sources évolurait linéairement avec l'énergie des photons, selon l'équation :

$$\tau = W + \alpha\epsilon \tag{2.32}$$

avec α un coefficient lié à la densité spectrale d'énergie des fluctuations de champ magnétique. L'évolution est visible sur la figure 2.36, à droite. Les auteurs ont ainsi montré avec ces observations que la densité d'énergie turbulente (environ 900 erg/cm^3) était supérieure à l'énergie des électrons énergétiques (de l'ordre de 10 erg/cm^3) et que ces fluctuations pouvaient être une source importante de l'énergie de l'éruption totale.

Conclusion

La technique de spectro-imagerie solaire a permis de réaliser différents travaux concernant l'évolution de la taille des sources d'émissions X en fonction de l'énergie, ce qui permet la mise en place de nouveaux diagnostics d'analyse des émissions X, mais également le test des modèles de transport des électrons énergétiques au sein d'une boucle magnétique. Les études présentées dans cette section ont permis de montrer que :

- La taille des émissions X chromosphériques diminue avec l'énergie, et cela suggère que le champ magnétique est convergent au niveau des pieds des boucles coronales.
- La taille des émissions X coronales augmente avec l'énergie ; selon le modèle considéré, cette dépendence peut-être par exemple quadratique ou linéaire.
- La largeur des sources coronales augmente linéairement avec l'énergie, et cela suggère la présence de fluctuations du champ magnétique de la boucle coronale.

Ces différentes techniques sont utilisées lors des travaux d'analyse des émissions X réalisés au cours de la thèse et présentés en chapitres 4 et 5.

Chapitre 3

Accélération et propagation des particules dans la couronne solaire

Sommaire

3.1 Accélération de particules 49
3.1.1 Accélération par un ou des champs électriques directs, au niveau d'une ou plusieurs couches de courant 50
3.1.2 Accélération au niveau d'un choc 54
3.1.3 Accélération stochastique 54
3.2 Propagation des particules énergétiques 56
3.2.1 Description de l'évolution de la population d'électrons énergétiques 56
3.2.2 Modèle standard de propagation des particules énergétiques lors des éruptions solaires : transport collisionnel 56
3.2.3 Effets additionnels à un transport collisionnel 58
3.2.4 Modèle de transport diffusif des particules énergétiques 65
3.2.5 Résumé : quels sont les effets du transport sur les populations d'électrons énergétiques ? 68

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit les diagnostics X/gamma qui permettent d'étudier les particules énergétiques lorsqu'elles interagissent avec les particules du milieu ambiant. Ces particules énergétiques ont été accélérées pendant les éruptions solaires et se sont propagées entre le site d'accélération et le site d'interaction où elles émettent ces rayonnements. Dans la première section de ce chapitre sont présentés les différents types de modèles d'accélération discutés dans le contexte des éruptions solaires. Dans la deuxième section, les modèles de transport des particules entre site d'accélération et site d'interaction des particules énergétiques dans la couronne solaire sont présentés [1].

3.1 Accélération de particules

L'accélération des particules lors des éruptions solaires est contrainte par de nombreuses observations, et notamment les observations d'éruptions solaires ; les modèles d'accélération développés doivent donc pouvoir expliquer comment environ 50 % de l'énergie magnétique est transmise à un

1. Le transport des particules dans le milieu interplanétaire n'est pas présenté car cet aspect n'a pas été étudié au cours de cette thèse.

grand nombre de particules (10^{39} dans les cas les plus extrêmes) au cours de l'éruption, comment les électrons peuvent être accélérés à des énergies supérieures à 100 MeV, et les ions à des énergies de l'ordre du GeV, tout cela sur des échelles de temps très courtes (secondes, minutes).

D'un point de vue fondamental, l'accélération de particules chargées est un phénomène que l'on retrouve dans de nombreux plasmas astrophysiques (vent solaire, atmosphères planétaires, supernovae...). Dans ce chapitre, nous nous focalisons sur l'accélération des particules dans le contexte des éruptions solaires, et en particulier sur l'accélération des populations de particules qui interagissent au sein de l'atmosphère solaire. Les particules chargées sont, d'un point de vue fondamental, accélérées par un champ électrique. L'origine et la distribution des champs électriques dans une région active solaire peuvent être variées, et de nombreux scénarios ont été étudiés dans la littérature. Selon les scénarios, le champ électrique accélérateur est un champ électrique imposé (direct), ou bien associé à un environnement donné (par exemple, un champ électrique associé aux ondes plasma). Aujourd'hui, on classe généralement ces scénarios dans trois catégories :

- L'accélération par un champ électrique direct, présent par exemple dans une couche de courant ;
- L'accélération au niveau de chocs ;
- L'accélération stochastique due à des interactions ondes-particules, dans un environnement turbulent.

Il est probable que lors d'une éruption solaire, plusieurs mécanismes d'accélération de particules entrent en jeu, de manière successive ou même simultanément. Une des questions importantes est d'identifier les mécanismes dominants, qui peuvent expliquer les diverses observations (Petrosian, 2012). D'autre part, aujourd'hui, il est difficile de faire le lien entre les structures magnétiques (aux échelles spatiales macroscopiques, décrites par la magnétohydrodynamique) et les particules accélérées (échelles microscopiques, description cinétique). L'un des défi des modèles d'accélération de particules est en effet de pouvoir faire le lien entre une topologie magnétique donnée et les caractéristiques de la population de particules accélérées, ainsi que la prise en compte de la rétroaction des particules énergétiques sur les structures magnétiques (Vlahos et al., 2009).

3.1.1 Accélération par un ou des champs électriques directs, au niveau d'une ou plusieurs couches de courant

Le modèle le plus simple imaginé pour accélérer les particules chargées lors d'une éruption solaire est l'accélération par un champ électrique direct au niveau d'une couche de courant. Une telle couche de courant pourrait se former en principe entre deux lignes de champ magnétique de signe opposé proches : cette couche de courant est donc le lieu de dissipation d'énergie liée au phénomène de reconnexion magnétique (Cargill et al., 2012). De telles couches de courant sont généralement associées à des quasi-séparatrices (voir section 2.2.3). Ces couches de courant se formeraient, selon les modèles, soit au-dessus d'une structure en forme de boucle, soit à l'intersection de deux boucles en interaction, comme cela a été discuté par Zharkova et al. (2011).

Formation et évolution de couches de courant

De récents développements ont permis d'identifier les couches de courant à partir d'extrapolations du champ magnétique dans des régions actives. Ces couches de courant sont qualifiées d'instables lorsque soit l'angle entre deux vecteurs adjacents du champ magnétique, soit le gradient de champ magnétique dépassent un seuil critique (voir par exemple Vlahos et al., 2009, pour une revue).

Ces couches de courant instables peuvent devenir le lieu d'une éruption solaire ou du phénomène de reconnexion magnétique. De telles couches de courant instables sont créées naturellement lors de la formation et de l'évolution d'une région active, et l'énergie libre disponible dans ces volumes instables est distribuée selon une loi de puissance : on observe de nombreuses couches de courant, de toutes tailles (ces couches de courant sont auto-similaires). On peut donc s'attendre à observer des éruptions solaires de toutes tailles : des éruptions solaires de petite taille (nanoflares, microflares) dominent, tandis que des éruptions solaires importantes se produisent lorsque des systèmes de quasi-séparatrices sont formés à grande échelle.

D'autre part, des simulations MHD ont permis d'étudier la formation et l'évolution de couches de courant. Cette évolution aboutit à la formation de structures aux petites échelles, appelés filaments (voir par exemple Vlahos et al., 2009, Cargill et al., 2012, pour des revues) : une structure filamenteuse des courants obtenue lors d'une simulation est visible en figure 3.1. Dans ce cas également, le spectre d'énergie suit une loi de puissance. La formation de couches de courant fragmentées a également été observée dans des simulations MHD de boucles magnétiques soumises à un cisaillement au niveau de la photosphère.

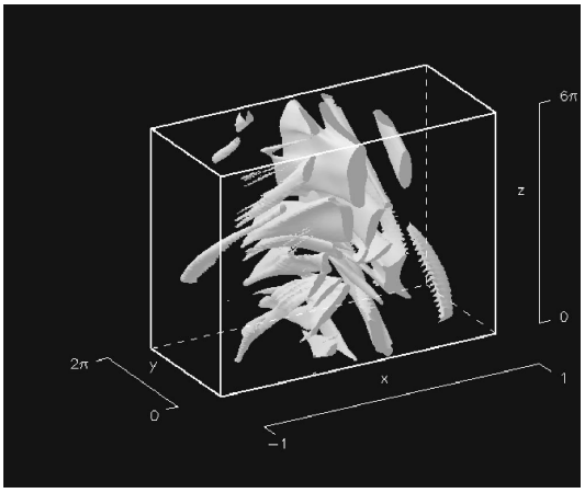


Figure 3.1 – Isosurface des courants obtenue au cours d'une simulation (figure tirée de Onofri et al., 2004).

D'une manière générale, l'accélération des particules par une seule couche de courant n'est pas assez efficace pour expliquer le nombre de particules accélérées ou l'énergie de ces particules, observés lors des éruptions solaires. Les modèles d'accélération par un champ direct au niveau de couches de courant mettent en cause de nombreuses couches de courant, dont les tailles sont distribuées selon une loi de puissance (Vlahos et al., 2009), ou bien une couche de courant fragmentée (Cargill et al., 2012). De cette manière, on peut expliquer l'occurence d'éruptions d'importances différentes, et les particules peuvent a priori être accélérées aux énergies observées, de manière efficace, en interagissant rapidement au niveau de nombreuses couches de courant. On peut alors considérer que l'accélération au niveau d'une telle distribution de courants est une accélération stochastique. On peut également noter que de la turbulence et même des chocs peuvent exister au niveau de couches de courant, et donc participer à l'accélération des particules, en plus de l'accélération par les champs électriques directs (Cargill et al., 2012).

Accélération de particules par un champ électrique fragmenté

L'accélération d'électrons et de protons peut être étudiée en injectant ces particules dans une configuration magnétique donnée, et en étudiant leur trajectoire dans cette configuration. Les particules sont accélérées à d'importantes énergies en un temps très court, et on peut donc supposer que

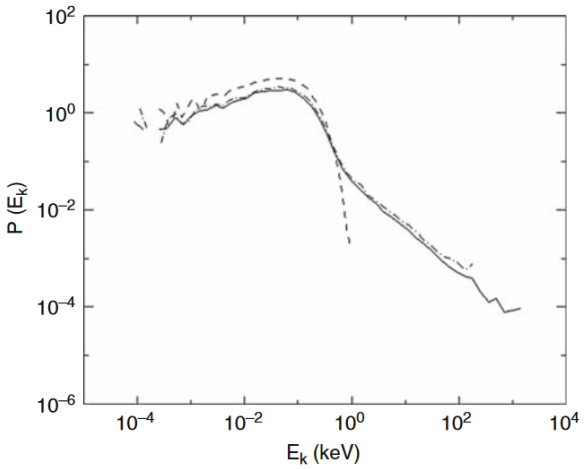


Figure 3.2 – Evolution de la distribution de l'énergie des électrons accélérés au cours du temps : distribution initiale (tirets), distribution à $t = 3 \times 10^{-5}$ s (tirets-points) et distribution à $t = 8 \times 10^{-5}$ s (solide). Figure tirée de Onofri et al. (2006).

les champs magnétiques et électriques ne varient pas pendant l'accélération (Vlahos et al., 2009). Un exemple d'évolution du spectre en énergie des électrons au cours d'une simulation de ce type est montré en figure 3.2. Dans cette simulation, l'effet des collisions n'a pas été pris en compte car le temps de collision est bien plus long que le temps d'accélération. La distribution des champs magnétiques et électriques est issue d'une simulation MHD au cours de laquelle ces champs se fragmentent. On observe que très rapidement, le spectre d'électron développe une distribution non-thermique en loi de puissance aux hautes énergies ; l'énergie maximale atteinte étant de l'ordre du MeV. Cette simulation montre qu'une couche de courant évoluée et fragmentée peut être le siège d'une accélération efficace : les particules absorbent une bonne partie de l'énergie magnétique disponible en très peu de temps. Cependant, la rétroaction de ces particules sur les champs magnétiques et électriques n'a pas été prise en compte. Ces résultats soulignent cependant que la durée de vie d'une couche de courant doit être très courte étant donnée que les particules aborbent rapidement une large portion de l'énergie magnétique libre, et la rétroaction de ces particules devraient en principe faire évoluer la topologie magnétique plus vite qu'observé lors des simulations MHD, et ainsi ralentir l'accélération des particules.

Une simulation similaire a été réalisée dans le contexte d'une boucle magnétique contenant des filaments de courants (une couche de courant fragmentée). Le spectre des particules accélérées est visible en figure 3.3. Il est composé d'une composante thermique à basse énergie, et d'une composante non-thermique en double loi de puissance. Dans ce cas non plus la rétroaction des particules sur la topologie magnétique n'a pas été prise en compte.

Ces deux exemples montrent que les couches de courant se forment à de multiples échelles spatiales, depuis les couches de courant (10^9 m) jusqu'aux plus petites structures de l'ordre de la centaine de mètres. L'évolution et l'interaction de ces différentes couches de courant instables sont compliquées et la dynamique des particules accélérées au sein de ces régions devient donc très complexe ; pour le moment, aucun code ne permet de prendre en compte toute cette complexité et des approximations sont donc utilisées. On peut retenir que dans le cas de ces approximations, on a montré que ces configurations de couches de courant permettent d'accélérer les particules très efficacement.

De récentes études (par exemple, Gordovskyy et al., 2014, Pinto et al., 2016) ont permis de confirmer que l'accélération de particules dans une boucle magnétique torsadée avait lieu dans toute la boucle coronale, et non pas seulement dans une région confinée au haut de la boucle. Dans leur modèle, Gordovskyy et al. (2014) ont pris en compte la courbure de la boucle, la stratification de l'atmosphère et l'effet des collisions coulombiennes sur les particules accélérées. Ils ont notamment

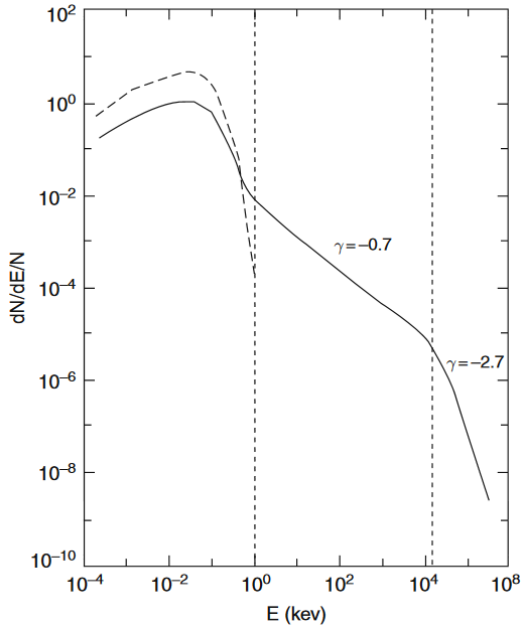


Figure 3.3 – Evolution de la distribution de l'énergie des électrons accélérés au cours du temps : distribution initiale (tirets), et finale (solide). γ est l'indice spectral de la distribution entre les lignes verticales. Figure tirée de Turkmani et al. (2006).

montré qu'au cours du phénomène de reconnexion magnétique, la structure de courants devenait de plus en plus filamentaire et l'accélération de particules en liaison avec les couches de courant issues du modèle MHD a lieu dans tout le volume de la boucle, même si le gain d'énergie est plus important au niveau du haut de la boucle. Les auteurs ont simulé les émissions X résultant de ces particules énergétiques, et ont montré que le spectre de ces particules était une combinaison d'une distribution d'origine thermique et d'une distribution en loi de puissance à plus haute énergie, ce qui est en accord avec les observations. De plus, les émissions X calculées sont plus intenses aux pieds et en haut de la boucle, comme illustré par la figure 3.4, l'émission coronale étant d'autant plus forte que la densité du plasma est importante. Pinto et al. (2016) ont également montré que dans ce type de modélisation, bien que l'accélération des électrons ait lieu dans toute la boucle, les émissions X étaient concentrées dans les pieds de ces boucles. Les conclusions montrent que les électrons n'interagissent pas forcément à l'endroit où ils sont accélérés, et qu'il faut découpler les phénomènes d'émissions X des phénomènes d'accélération ; ce qui souligne l'importance des phénomènes de transport qui sont discutés dans la deuxième section de ce chapitre.

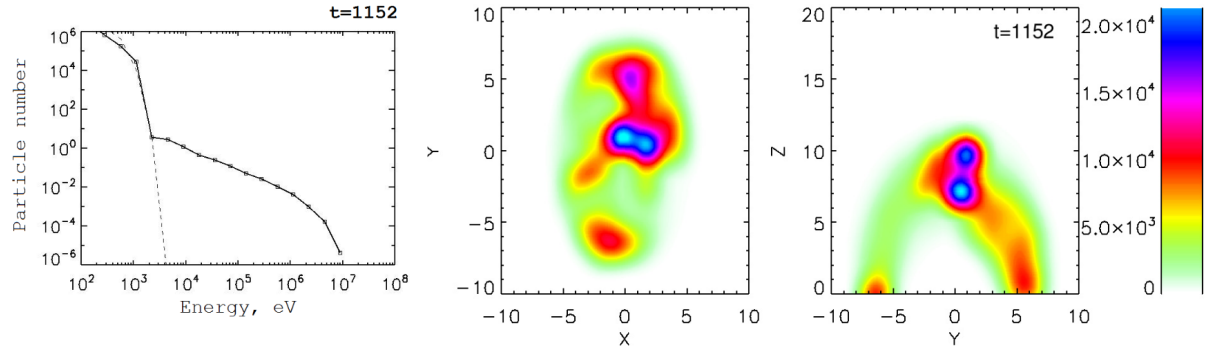


Figure 3.4 – Gauche : spectre des électrons énergétiques ; milieu et droite : distribution spatiale (vue de dessus à gauche et de face à droite) de l'émission X à 10 keV ; à l'instant t=1152 secondes dans la simulation d'une boucle avec une densité coronale de 10^{10} cm^{-3} (figure adaptée de Gordovskyy et al., 2014)

3.1.2 Accélération au niveau d'un choc

L'accélération des particules par une onde de choc a été également envisagée dans les éruptions solaires. De tels chocs peuvent exister en association avec des éjections de masse coronale, par exemple, et sont étudiés dans le cadre de travaux sur l'accélération des particules lors des SEPs. Le processus d'accélération au niveau d'un choc peut également avoir lieu dans la couronne solaire, et est appelé accélération de Fermi du premier ordre car le gain d'impulsion est proportionnel au rapport de vitesses (Petrosian, 2012) : $\delta p \propto p\,(u_{\text{choc}}/v)$ où u_{choc} est la vitesse du choc, v et p sont la vitesse et l'impulsion de la particule considérée.

Cependant, ce type d'accélération ne permet pas d'accélérer efficacement des particules du milieu ambiant de la couronne solaire : il est en effet nécessaire d'avoir une population d'électrons déjà énergétiques pour que l'accélération de ces particules au niveau d'un choc soit efficace. Pour pouvoir accélérer des particules de faible énergie, ces particules doivent pouvoir traverser l'onde de choc à de nombreuses reprises ; ce modèle nécessite donc un processus de diffusion. Un des agents les plus probables de cette diffusion est la turbulence, qui doit donc être présente avant et après l'onde de choc. Le taux d'accélération est alors proportionnel au taux de diffusion, lui-même proportionnel au carré du rapport des vitesses : ce processus devient donc une accélération de deuxième ordre. Généralement, ce processus d'accélération est considéré comme beaucoup plus lent que le processus de premier ordre ; cependant, dans certaines conditions (particules dont l'énergie initiale est faible, et champ magnétique fort), l'accélération de deuxième ordre peut dominer (Petrosian, 2012).

Notons que la turbulence est un phénomène qui peut également accélérer des particules (voir la sous-section suivante). Par ailleurs, certains modèles combinent l'accélération par de la turbulence (au début d'une éruption), qui permet d'obtenir une population d'électrons déjà énergétiques, à l'accélération au niveau d'un choc (Petrosian, 2012).

3.1.3 Accélération stochastique

L'accélération stochastique est également appelée l'accélération de Fermi de deuxième ordre. Lors de processus stochastiques, une particule peut perdre ou gagner de l'énergie dans un court intervalle de temps, mais gagne de l'énergie sur une longue période. Ce processus a longtemps été considéré comme plus lent que les autres processus d'accélération mais il a été montré par Petrosian (2012) que dans certains cas, il s'agit du processus dominant.

Pour les éruptions solaires, les sources permettant d'accélérer des particules de manière stochastique sont liées à la turbulence d'ondes plasma ou bien à la turbulence magnétohydrodynamique. Certaines observations favorisent l'hypothèse de la présence de turbulence dans la région d'accélération des éruptions solaires : par exemple, comme discuté en section 2.4.4, certaines observations des satellites Yohkoh et RHESSI ont montré la présence de sources de rayonnements X durs dans la couronne en plus des sources aux pieds des boucles. Cela suggère que les électrons énergétiques sont confinés dans le haut de la boucle magnétique. Cela est possible si leur libre parcours moyen est plus petit que la distance entre le haut de la boucle et ses pieds : ce libre parcours moyen peut être diminué par un processus de diffusion de l'angle d'attaque des particules. Bien que les collisions coulombiennes peuvent diffuser les particules, cette diffusion se fait sur un temps caractéristique du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de la perte d'énergie, si bien que les électrons seraient alors thermalisés. L'observation d'une population non-thermique en haut de la boucle suggère donc un mécanisme de diffusion différent, qui pourrait être dû à de la turbulence. Cette turbulence ne seraient pas présente dans toute la boucle magnétique mais seulement en haut, puisque les sources X coronales non-thermiques semblent être confinées au haut de la boucle (par exemple Petrosian, 2012, et ses références). Ce modèle est illustré par la figure 3.5. Dans certains cas, une double source coronale a même été observée, ce qui est en faveur de ce modèle.

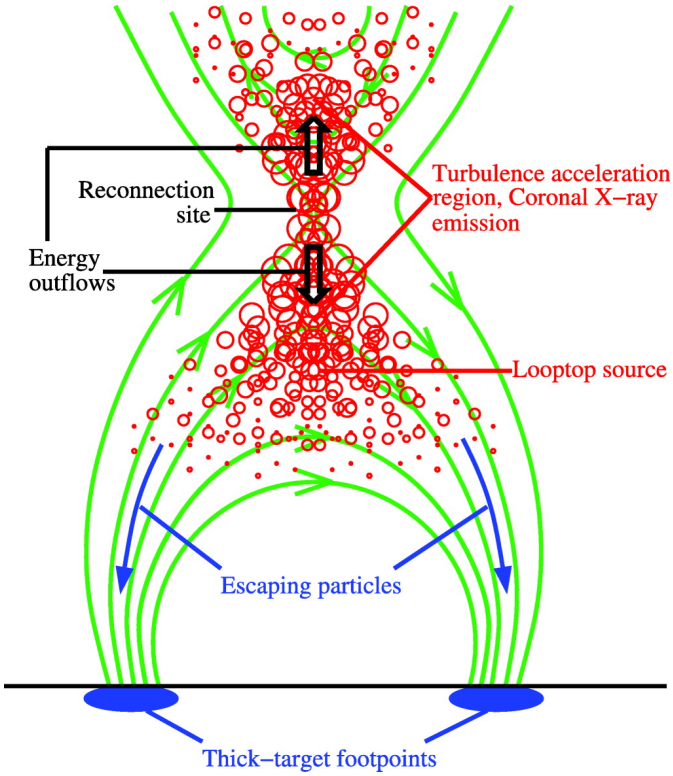


Figure 3.5 – Accélération stochastique dans les éruptions solaires. Les lignes vertes représentent une configuration possible du champ magnétique, et les ronds rouges marquent la présence de turbulence d'ondes plasma générées par la reconnexion magnétique et permettant d'accélérer les particules (figure tirée de Liu et al., 2008)

L'accélération de particules se fait alors grace à des interactions entre ondes du plasma et particules. Il existe toute une zoologie d'ondes dans un plasma turbulent, et plusieurs ondes électromagnétiques et électrostatiques ont été considérées pour l'accélération stochastique des particules (pour une revue, voir par exemple Miller et al., 1997). D'une manière générale, on s'intéresse à l'interaction gyro-résonnante entre ondes et particules, c'est-à-dire lorsque la fréquence de rotation du champ électrique de l'onde est un multiple de la fréquence de gyration de la particule (Miller et al., 1997). Lors de l'interaction d'une particule avec une seule onde, le gain d'énergie est proche de zéro : on considère donc que les interactions successives de la particule avec des ondes de fréquences de résonance variées sont nécessaires pour l'accélération stochastique des particules (Miller et al., 1997, Petrosian, 2012).

Remarque

Alors que la turbulence est un facteur déterminant lors de l'accélération stochastique, Petrosian (2012) a montré qu'elle jouait en fait un rôle important pour chaque type d'accélération : en effet, les récents modèles invoquant des champs électriques directs font état non pas d'une seule couche de courant à grande échelle, mais d'une multitude de couches de courant (filaments) à plusieurs échelles (Vlahos et al., 2009). Certains modèles montrent qu'une couche de courant à grande échelle se fragmente au cours du temps (Cargill et al., 2012). Les particules seraient alors accélérées de manière stochastique en multipliant les passages dans ces différentes couches de courant. D'autre part, pour que l'accélération au niveau d'un choc soit efficace, il est nécessaire qu'une particule traverse plusieurs fois la frontière du choc : cela n'est possible qu'en présence de turbulence permettant de diffuser les particules. Dans chacun de ces scénarios, l'accélération des particules a donc un caractère stochastique.

3.2 Propagation des particules énergétiques

Les électrons énergétiques émettent des rayonnements X lorsqu'ils interagissent avec les particules du milieu ambiant, et le lieu de ces interactions est souvent différent du lieu d'accélération des électrons. Il est donc nécessaire de prendre en compte l'effet du transport de ces électrons entre le site d'accélération et le site d'interaction, pour séparer les effets du transport des effets des mécanismes d'accélération, lors de l'interprétation des observations X.

Le modèle le plus largement adopté pour le transport des électrons énergétiques est un transport dit « collisionnel », développé dans les années 70, où l'on ne considère que l'effet des collisions entre les électrons énergétiques et les particules du milieu ambiant. Nous appelons ce modèle « modèle standard », il est décrit dans la suite de cette section.

Cependant, certaines observations d'éruptions solaires par RHESSI ont montré qu'il est possible d'avoir une source coronale de rayons X durs, et notamment une source d'émission non-thermique (voir section 2.4.3). Dans certains cas, les observations suggèrent qu'un mécanisme doit permettre de piéger des particules énergétiques dans la couronne. Plusieurs mécanismes sont possibles, comme celui des miroirs magnétiques (dus à la convergence du champ magnétique aux pieds des boucles coronales) ou du piégeage des électrons dû à la diffusion turbulente des électrons en angle d'attaque. Ces deux types de modèle sont également décrits dans la suite de cette section.

3.2.1 Description de l'évolution de la population d'électrons énergétiques

L'évolution d'une fonction de distribution $f(\vec{v},\vec{r},\mu)$ de particules énergétiques à une dimension est décrite par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla} f + \frac{\mathcal{F}^u}{m}\vec{\nabla}_v f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_C \tag{3.1}$$

où f est la fonction de distribution des particules énergétiques (en électrons.cm^{-3}(cm/s)$^{-1}$), m est la masse des particules (électrons ici), $\vec{v}$ est la vitesse des particules énergétiques, $\vec{r}$ la position, μ le cosinus de l'angle d'attaque de la particule, $\mathcal{F}$ est un champ de force externe. Notons qu'en général, on ne considère que la variation spatiale le long de l'axe de la boucle magnétique, selon la coordonnée z. On a alors un problème à une dimension. $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_C$ représente les changements de la distribution produits par les collisions. Dans le cas le plus général, ce terme est décrit sous forme d'une intégrale. Dans le cas des collisions coulombiennes qui sont prises en compte pour la distribution des électrons énergétiques lors des éruptions solaires, les variations d'énergie et les déviations subies à cause des collisions sont faibles, et on peut simplifier ce terme en l'écrivant sous forme différentielle. On obtient alors une équation de Fokker-Planck. Ce terme $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_C$ sera explicité dans la suite de cette section.

3.2.2 Modèle standard de propagation des particules énergétiques lors des éruptions solaires : transport collisionnel

Temps de collision dans la couronne solaire

Les particules en mouvement dans un plasma vont subir des modifications de trajectoire dues aux potentiels électriques des particules environnantes. Lorsque la distance entre les particules est plus petite que la distance de Debye, on parle de collision coulombienne. La particule considérée (particule test) peut subir une perte d'énergie par friction et une déviation par rapport à sa trajectoire initiale (ou diffusion en angle d'attaque). L'importance de ces deux effets dépend du ratio entre les masses des deux particules considérées. Si la particule test est bien plus légère que la particule du milieu,

cette dernière gagnera très peu d'énergie, et la direction de propagation de la particule test changera avant qu'elle ne perde de l'énergie : il s'agit essentiellement d'une diffusion en angle d'attaque de la particule. Au contraire, si la particule du champ est légère et donc mobile, elle gagnera de l'énergie, et la particule test perdra son énergie tout en étant déviée de sa trajectoire.

Le temps de vie d'un électron énergétique d'énergie E (en unité de mc^2) par rapport aux collisions avec une particule du milieu ambiant (ou temps de thermalisation) s'exprime (voir par exemple Leach & Petrosian, 1981) :

$$\tau_{\rm coll} = \frac{E\beta}{4\pi r_0^2 nc\Lambda} \tag{3.2}$$

avec $E = \gamma - 1$, $\beta^2 = 1 - 1/\gamma^2$, $4\pi r_0^2 = 10^{-24}$ cm^2 et Λ est le logarithme de Coulomb, dont la valeur typique dans la couronne solaire est $\Lambda \approx 20$. Pour un électron d'énergie inférieure à 10 keV, et une densité de 10^{10} cm^{-3} (ce qui est une valeur déjà importante pour la couronne), le temps de collision est de l'ordre de 0.6 seconde ; et ce temps augmente avec l'énergie de l'électron.

D'autre part, la taille caractéristique d'une boucle coronale est de 10^9 cm ; et le temps de parcours d'un électron de 10 keV est donc d'environ 0.2 seconde, soit inférieure au temps de collision. Ce temps de parcours est d'autant plus court que l'énergie de l'électron est grande. On peut donc considérer que les électrons d'énergie supérieure à 10 keV ne subissent presque pas de collisions sur leur trajet.

Lorsque les électrons arrivent dans la chromosphère, la densité est plus importante et le temps de collision est donc beaucoup plus court : les électrons perdent alors quasi-instantanément toute leur énergie ; on parle alors d'une cible épaisse.

Propagation balistique (libre)

Le modèle le plus simple pour le transport des particules énergétiques est de considérer un transport balistique entre le sommet de la boucle coronale où elles sont injectées après avoir été accélérées, et les pieds de boucle. Dans ce modèle, si on suppose une injection continue d'électrons énergétiques, le flux d'électrons observé est le même au sommet de l'arche et dans les pieds. De plus, le spectre en énergie des particules n'est pas modifié au cours du transport. Enfin, le rayonnement de freinage des électrons non-thermiques est émis en grande majorité dans les pieds de la boucle, là où la densité est suffisamment importante pour constituer une cible épaisse. En pratique ce modèle est cependant rarement considéré.

Modèle standard de propagation dans un plasma collisionnel

Dans le modèle standard, les pertes d'énergie par collisions sont prises en compte lors du transport des particules énergétiques dans la boucle (collisions coulombiennes). Le transport peut alors être décrit par une équation de Fokker-Planck pour la distribution des électrons énergétiques f en fonction de la distance spatiale (z) le long de la boucle magnétique :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mu v \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{2Kn(z)}{m_e^2} \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{f}{v^2}\right) + \frac{\partial}{\partial \mu}\left(D_{\mu\mu}\frac{\partial f}{\partial \mu}\right) + S \tag{3.3}$$

où f est la fonction de distribution des électrons énergétiques (en électrons.cm^{-3}(cm/s)$^{-1}$), v et μ sont la vitesse et le cosinus de l'angle d'attaque des particules énergétiques respectivement, $K = 2\pi e^4 \Lambda$ est le paramètre de collision (ce paramètre provient de la section efficace des collisions coulombiennes avec les électrons du milieu), m_e est la masse de l'électron, et S est une source (injection d'électrons énergétiques). Le premier terme à droite de l'égalité représente les pertes d'énergie par collisions, tandis que le deuxième terme représente la diffusion en angle d'attaque due

aux collisions, avec un tenseur de diffusion $D_{\mu\mu} = D^C_{\mu\mu}$ qui s'exprime (voir par exemple Kontar et al., 2014) :

$$D^C_{\mu\mu} = \frac{\left(1+\overline{Z}^2\right) Kn(z)}{m_e^2} \frac{1}{v^3} \left(1-\mu^2\right) \tag{3.4}$$

où le facteur $\left(1+\overline{Z}^2\right)$ prend en compte la diffusion due aux ions et aux électrons, avec le numéro atomique moyen $\overline{Z}$.

Cependant, bien que la diffusion en angle d'attaque due aux collisions produit une diffusion spatiale des électrons thermiques, son effet sur la population d'électrons non-thermiques est faible et quelques fois négligé. En effet, le temps de diffusion est du même ordre de grandeur que le temps de perte d'énergie (Kontar et al., 2014). Pour que la diffusion en angle d'attaque soit efficace, il faut qu'elle ait lieu avec un temps caractéristique plus court que l'échelle de temps collisionnelle ; d'autre part, le libre parcours moyen dû à cette diffusion doit être inférieur à la longueur totale de la boucle magnétique. Ce modèle de transport collisionnel ne prévoit donc qu'une faible variation du flux d'électrons énergétiques en fonction de la position dans la boucle (par exemple, entre le sommet et les pieds d'une boucle coronale). D'autre part, le transport collisionnel ne permet de modifier que faiblement le spectre des électrons entre le sommet et les pieds de boucle.

3.2.3 Effets additionnels à un transport collisionnel

Des effets additionnels peuvent être pris en compte dans la description du transport des électrons dans les boucles magnétiques : l'effet des courants de retour qui permettent d'assurer la quasi-neutralité du plasma lors de la propagation d'un faisceau d'électrons, et la possibilité de piéger les particules énergétiques dans la couronne, notamment avec la présence de miroirs magnétiques dans le cas où le champ magnétique converge au niveau des pieds de la boucle magnétique.

Courants de retour

Un plasma est un environnement quasi-neutre, et les particules du plasma tendent toujours à conserver cette quasi-neutralité, avec la création d'un courant électrique qui s'oppose à tout mécanisme créant des excès de charges dans certaines régions du plasma. Dans le modèle que nous venons de décrire, des faisceaux d'électrons de haute énergie se propagent dans le plasma ambiant de l'atmosphère solaire, et perturbent cette quasi-neutralité en créant un excès de charges négatives. Un champ électrique devrait être induit, s'opposant au courant électrique porté par le faisceau d'électrons énergétiques. Un courant de retour devrait donc exister pour compenser ce faisceau d'électrons (voir par exemple Knight & Sturrock, 1977). Certains auteurs (e.g. Knight & Sturrock, 1977, Emslie, 1980, D'Iakonov & Somov, 1988) ont suggéré que le courant de retour était composé par des électrons thermiques du plasma ambiant, alors que des études plus récentes (e.g. Zharkova & Gordovskyy, 2006) ont étudié la possibilité qu'une partie des électrons énergétiques participent à ce courant de retour.

D'une manière générale, le champ électrique $\vec{E}$ induit par le faisceau d'électrons se calcule en remarquant l'égalité entre le courant de retour et le courant associé à la propagation d'un faisceau d'électrons (McClements, 1992b, Zharkova et al., 1995). On a donc :

$$\sigma E = 2\pi e \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \int_{-1}^{1} v\mu f(z,v,\mu) d\mu dv \tag{3.5}$$

où σ est la conductivité électrique qui varie en fonction de la température et de la densité du milieu. La connaissance de cette quantité est donc importante pour le calcul du courant de retour.

Ces courants de retour induisent des pertes d'énergie par effet Joule (ce qui permet notamment de chauffer le plasma ambiant).

D'une manière générale, l'inclusion de courants de retour dans les processus de transport a pour effet de réduire le nombre d'électrons précipités dans les pieds des boucles coronales : ce mécanisme participe donc à un confinement des électrons dans la couronne (McClements, 1992b, Zharkova et al., 1995). L'effet des courants de retour, combiné à l'effet des collisions coulombiennes, sur les spectres des électrons énergétiques et des émissions X produites par ces électrons, a été étudié par Zharkova & Gordovskyy (2006). Les auteurs ont résolu numériquement l'équation cinétique suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla} f - \frac{e}{m_e}\vec{E}.\vec{\nabla}_v f = \frac{2Kn}{m_e^2}\left(\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{f}{v^2}\right) + \frac{1}{v^3}\frac{\partial}{\partial \mu}\left[\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial f}{\partial \mu}\right]\right) \tag{3.6}$$

avec un champ électrique induit $\vec{E}$ variable, qui décroit avec la profondeur car le flux d'électrons devient plus faible. On retrouve l'effet des collisions (perte d'énergie et diffusion de l'angle d'attaque) à droite de l'égalité de cette équation. Cette étude a permis de montrer que le nombre d'électrons à basse énergie était réduit à cause des courants de retour, tandis que les électrons les plus énergétiques, qui gagnent des couches plus denses de l'atmosphère solaire, sont sujets aux collisions (leur nombre est donc également réduit). On a donc un maximum dans la distribution d'électrons énergétiques à des énergies intermédiaires, comme cela est montré sur la figure 3.6 tirée de Zharkova & Gordovskyy (2006).

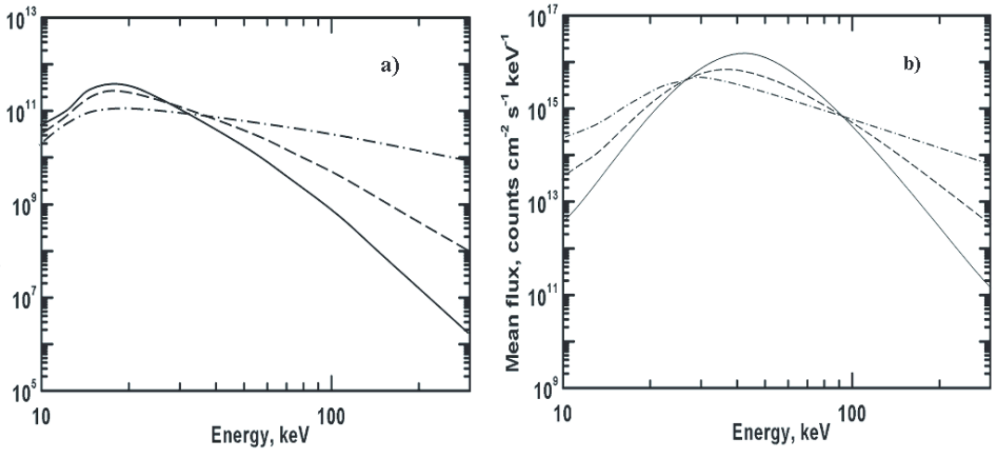


Figure 3.6 – Spectre électronique moyen calculé numériquement par résolution de l'équation cinétique 3.6, avec prise en compte des courants de retour et des collisions coulombiennes. Le flux d'électrons initial est de 10^8 (a) et 10^{12} erg.cm^{-2}.s^{-1} (b) et l'indice spectral initial est $\delta = 3$ (lignes pointillés-tirets), 5 (tirets) et 7 (ligne pleine) (figure tirée de Zharkova & Gordovskyy, 2006).

D'autre part, le spectre d'émissions X produites par les électrons énergétiques a une forme en double-loi de puissance, avec un spectre plus dur à plus basse énergie. Rappelons qu'une forme en double-loi de puissance a été observée pour plusieurs éruptions solaires avec l'instrument RHESSI (Holman et al., 2003, Lin et al., 2003). Les spectres de photons sont visibles en figure 3.7. On remarque que la différence entre les deux indices est d'autant plus importante que le flux initial d'électrons énergétiques est important, et que le spectre initial est mou. Les auteurs concluent donc que cette forme de spectre peut être due à l'effet des courants de retour.

D'une manière générale, les études soulignent que les courants de retour ont des effets non négligeables sur la dynamique des faisceaux d'électrons énergétiques, en particulier lorsque le flux

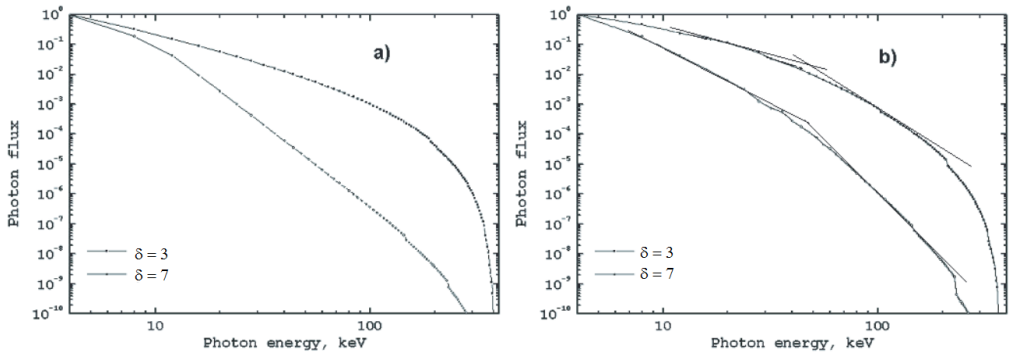


Figure 3.7 – Spectre de photons calculé numériquement par résolution de l'équation cinétique 3.6, avec prise en compte des courants de retour et des collisions coulombiennes. Le flux d'électrons initial est de 10^8 (a) et 10^{12} erg.cm^{-2}.s^{-1} (b). Figure (a), les indices spectraux à basse énergie ($\gamma_{\rm low}$) et à haute énergie ($\gamma_{\rm high}$) sont 2.3 et 2.6 pour la distribution intiale avec $\delta = 3$, 6.3 et 6.5 pour la distribution avec $\delta = 7$. Figure (b), on a $\gamma_{\rm low} = 1.2$ et $\gamma_{\rm high} = 3$ pour la distribution avec $\delta = 3$ et $\gamma_{\rm low} = 3.2$ et $\gamma_{\rm high} = 7$ pour la distribution avec $\delta = 7$ (figure adaptée de Zharkova & Gordovskyy, 2006).

d'électron est important et que le spectre initial est mou. Cependant, ces effets peuvent être réduits lorsque l'ionisation partielle de la région de transition est prise en compte (voir par exemple Syniavskii & Zharkova, 1994) ou bien lorsque le champ magnétique est considéré convergent au niveau des pieds des boucles magnétiques (voir par exemple Zharkova et al., 1995).

Piégeage des particules par des miroirs magnétiques

Un champ magnétique convergent au niveau des pieds d'une boucle coronale peut modifier le transport des particules : on parle généralement de miroirs magnétiques qui permettent de « réfléchir » une partie des particules énergétiques, et donc entrainent un piégeage de ces particules dans la couronne. Ce type de modèle a été considéré car le champ magnétique est plus fort au niveau de la photosphère que dans la couronne. La figure 3.8 illustre le concept le plus simple, celui d'une « bouteille magnétique » : le champ magnétique et la densité sont à peu près constants dans la partie coronale de la boucle (valeurs B_1 et n_1), puis varient brusquement aux pieds de cette boucle, pour atteindre des valeurs plus élevées (B_2 et n_2).

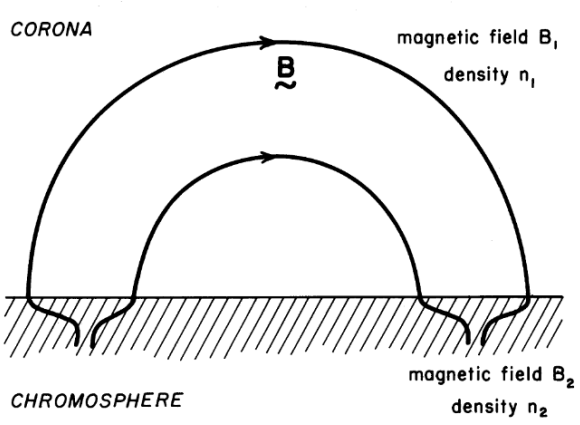


Figure 3.8 – Schéma d'une bouteille magnétique : dans ce modèle le champ magnétique et la densité sont uniformes dans la couronne. Les deux paramètres augmentent de manière importante aux pieds de la boucle. De cette manière, le cône de perte existe dans toute la boucle (schéma tiré de MacKinnon, 1991).

Dans ces conditions, les particules dont l'angle d'attaque est supérieur à une certaine valeur critique α_c vont être « réfléchies » par le miroir magnétique et renvoyée dans le sens inverse, tandis

que les particules dont l'angle d'attaque est inférieur à α_c ne sont pas réfléchies et continuent leur propagation vers les pieds de la boucle (elles sont précipitées). Cette dernière population d'électrons fait partie d'un « cône de perte » dont l'angle α_c est défini par :

$$\mu_c = \cos(\alpha_c) = \sqrt{1 - \frac{B_1}{B_2}} \tag{3.7}$$

Si des miroirs magnétiques existent des deux côtés de la boucle coronale, les particules qui ne sont pas dans le cône de perte sont réfléchies plusieurs fois, et sont donc piégées dans la couronne. Ce piégeage n'est pourtant pas parfait (il n'est pas infini) : en effet, la diffusion en angle d'attaque de ces particules permet de les faire entrer dans le cône de perte au bout d'un certain temps. Cette diffusion peut avoir diverses origines : les collisions coulombiennes, turbulence MHD...

Les particules étant en partie piégées dans la partie coronale de la boucle, le flux d'électrons énergétiques est plus important au sommet de la boucle que dans les pieds. De plus, l'effet des collisions sur la population piégée va modifier le spectre en énergie de cette population.

Cependant, bien que ce modèle simple permette de définir le cône de perte facilement, il n'est pas forcément représentatif des variations réelles du champ magnétique dans la couronne. La convergence du champ magnétique peut prendre différentes formes (exponentielle, quadratique...) et l'influence de la forme décrivant la convergence du champ magnétique sur la population d'électrons énergétiques est décrite plus loin. Dans ce cas, on ne peut pas définir un cône de perte comme celui décrit par l'équation 3.7.

L'évolution de la population d'électrons énergétiques dans le cas d'un champ magnétique convergent a été étudiée par de nombreux auteurs, de manière analytique (par exemple Kennel & Petschek, 1966, Melrose & Brown, 1976, Kovalev & Korolev, 1981, Leach & Petrosian, 1981, Vilmer et al., 1986, MacKinnon, 1991) ou bien numérique (par exemple Bai, 1982, Takakura, 1986, McClements, 1992b, Siversky & Zharkova, 2009). La plupart des études prennent en compte un champ magnétique convergent, ainsi que les pertes d'énergie et la diffusion en angle d'attaque dues aux collisions coulombiennes, à l'exception de Kennel & Petschek (1966) qui combinent l'effet d'un champ magnétique convergent avec une diffusion en angle d'attaque due à des ondes plasma, et Melrose & Brown (1976) qui n'ont pris en compte que la perte d'énergie par collision. Ce type de problème est généralement formulé à l'aide d'une équation de Fokker-Planck énoncée de la manière suivante (voir par exemple Kovalev & Korolev, 1981) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v\mu\frac{\partial f}{\partial z} - v\frac{dB}{dz}\frac{1-\mu^2}{2B}\frac{\partial f}{\partial \mu} = \nu_c\left[\frac{\partial}{\partial \mu}\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial f}{\partial \mu} + v\frac{\partial f}{\partial v} + S\right] \tag{3.8}$$

où f est la distribution de particules énergétiques de vitesse v avec μ le cosinus de l'angle d'attaque des particules, $B(z)$ l'amplitude du champ magnétique, z la coordonnée spatiale le long de l'axe de la boucle, $\nu_c = \pi n e^4 \Lambda v / E^2$ est la fréquence de collision, et S est une source liée à l'injection de particules énergétiques, et donc au processus d'accélération des particules. Les deux premiers termes à gauche de l'équation décrivent donc l'évolution temporelle, spatiale et en angle d'attaque de la distribution f, et le troisième terme décrit la composante longitudinale de la force de Lorentz due à la non-uniformité du champ magnétique. A droite, l'effet des collisions coulombiennes est décrit en terme de diffusion en angle d'attaque et de perte d'énergie.

Ces différentes études ont permis de comparer les distributions des électrons énergétiques en angle d'attaque au cours du temps, pour différentes formes d'injection (injection continue, ou injection pulsée). Certains auteurs ont évalué l'émission X produite dans les pieds par les particules précipitées, et dans la couronne par les particules chargées, pour diverses formes d'injection et diverses distributions en angle d'attaque. Nous ne présentons ici que quelques résultats relatifs aux spectres en énergie des électrons ou des photons, qui ont été discutés dans les études citées ci-dessus.

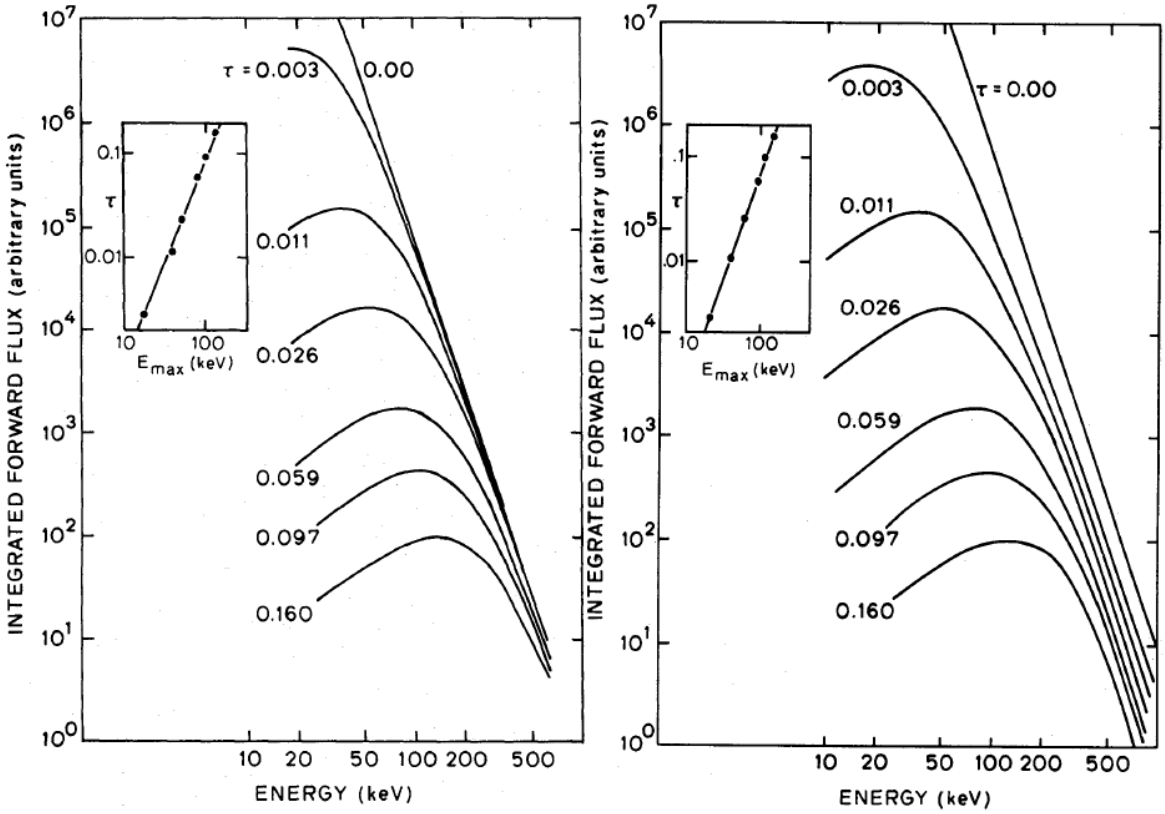


Figure 3.9 – Spectre électronique à plusieurs profondeurs dans l'atmosphère solaire : à gauche, champ magnétique uniforme, à droite, champ magnétique convergent (figure tirée de Leach & Petrosian, 1981).

Dans les travaux de Leach & Petrosian (1981), l'amplitude du champ magnétique augmente exponentiellement avec la profondeur. La figure 3.9 tirée de Leach & Petrosian (1981) montre l'évolution du spectre d'électrons énergétiques en fonction de la profondeur τ, dans le cas d'une population d'électrons énergétiques injectée avec une distribution en angle d'attaque uniforme. Cette figure résulte d'une étude numérique. Le spectre injecté est un spectre en loi de puissance et on remarque que sous l'effet des collisions, on a une perte d'électrons de basse énergie, ce qui donne une forme de spectre particulière avec une énergie $E_{\max}$ pour laquelle le spectre a un maximum. La valeur de $E_{\max}$ est proportionnelle au carré du paramètre τ. On note cependant qu'à haute énergie, la valeur de l'indice spectral ne semble pas être modifiée au cours du transport. Les auteurs notent qu'une évolution similaire du spectre est obtenue, quelque soit la distribution en angle d'attaque de la population injectée. Lorsqu'un champ magnétique convergent est ajouté au modèle, l'évolution de la forme du spectre reste globalement la même.

D'autre part, Vilmer et al. (1986) ont étudié l'évolution du spectre en énergie du nombre d'électrons énergétiques en fonction du temps, et de la densité de colonne dans l'atmosphère solaire, en supposant que l'injection des électrons énergétiques se faisait en haut d'une boucle magnétique. Les cas d'une population injectée en faisceau (avec $\mu_0 = 0.5$) et d'une population isotropique ont été étudiées. Les auteurs ont étudié séparément l'effet induit par les collisions et l'effet induit par les variations du champ magnétique (convergent de manière quadratique dans la couronne, et constant dans la chromosphère). Bien que l'évolution des spectres ne soit pas tout à fait la même dans ces deux approximations, dans les deux cas, un durcissement du spectre électronique est observé. Les

détails concernant l'évolution du spectre d'électrons dépendent à la fois des caractéristiques de l'injection, et des propriétés du milieu ambiant.

Dans une autre étude, Takakura (1986) a étudié l'évolution de l'indice spectral du spectre de photons entre 30 et 80 keV, au cours du temps et dans l'espace pour quatre modèles dont les paramètres diffèrent (densité, convergence du champ magnétique, durée de l'injection...). Dans la plupart des cas, une différence d'indice spectral est observée entre le haut de la boucle et les pieds. Le spectre des pieds est plus dur mais la différence d'indice spectrale maximale observée est de 0.8 ; de plus, cette différence diminue au cours du temps.

Les études numériques plus récentes (McClements, 1992b, Zharkova et al., 1995, Siversky & Zharkova, 2009) ont étudié l'effet combiné du champ magnétique convergent, des courants de retour et des collisions coulombiennes présentés précédemment. L'équation de l'évolution de la distribution des électrons énergétiques f devient alors :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v\mu\frac{\partial f}{\partial z} - \frac{e}{m}\vec{E}\left(\mu\frac{\partial f}{\partial v} + \frac{1-\mu^2}{v}\frac{\partial f}{\partial \mu}\right) = v\frac{dB}{dz}\frac{1-\mu^2}{2B}\frac{\partial f}{\partial \mu} + \nu_c\left[\frac{\partial}{\partial \mu}\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial f}{\partial \mu} + v\frac{\partial f}{\partial v} + S\right] \quad (3.9)$$

Dans son étude, McClements (1992b) a étudié les effets simultanés des collisions, du champ magnétique convergent et des courants de retour sur l'évolution des électrons énergétiques, avec deux scénarios : le cas d'une population d'électrons énergétiques distribués dans toute la boucle (l'accélération a eu lieu et a cessé), et le cas d'une accélération isotropique localisée au sommet de la boucle. L'auteur a calculé l'évolution temporelle de l'intensité des émissions X produites dans la couronne et dans les pieds de boucle. Dans le premier cas, l'intensité de l'émission des pieds domine toujours l'émission X totale (avec au moins 72 % du flux X), même lorsque le miroir magnétique est important (avec un rapport magnétique de 10). Les courants de retour augmentent le piégeage des particules ; cependant, ils ont également pour effet de diminuer l'énergie des particules piégées. Dans le deuxième modèle, la proportion d'émission X coronale peut être plus importante, notamment parce que les particules accélérées sont initiallement localisées au sommet de la boucle. McClements (1992b) souligne que le rapport de l'intensité X émise dans la couronne sur l'intensité émise dans les pieds diminue avec l'énergie, notament parce que les électrons de plus haute énergie subissent moins de collisions que les électrons de plus basse énergie.

Comme évoqué plus haut, certains auteurs se sont intéressé aux effets d'un modèle de champ magnétique convergent différent. Par exemple, trois modèles de convergence du champ magnétique ont été étudiés numériquement par McClements (1992a) : un champ magnétique exponentiel (similaire au champ étudié par Leach & Petrosian, 1981), un champ quadratique, et un champ dipolaire, plus réaliste que les deux précédents pour décrire les boucles coronales. L'auteur a étudié le taux de précipitation et calculé la fraction du rayonnement X émise au niveau des pieds de boucle : cette étude montre que ces deux quantités ne sont pas très sensibles à la forme exacte du champ magnétique (Zharkova et al., 1995, ont eu des conclusions similaires) ni à la distribution initiale en angle d'attaque des particules énergétiques (comme observé par Leach & Petrosian, 1981).

Enfin, une récente étude numérique de Siversky & Zharkova (2009) a également permis d'étudier l'effet d'un champ magnétique convergent de différentes formes, dans l'hypothèse d'une densité variable en fonction de la hauteur de colonne. Les auteurs définissent un paramètre de convergence α_B tel que :

$$\alpha_B = \frac{\partial \ln B}{\partial z} \quad (3.10)$$

et proposent quatre modèles différents : dans le premier modèle, α_B reste constant (on a donc une convergence exponentielle du champ magnétique). Dans le second modèle, α_B est une fonction hyperbolique de z ; le champ magnétique converge donc de manière quadratique. Le troisième modèle

est un modèle hybride, pour lequel α_B reste presque constant dans la couronne et tend vers zéro dans la chromosphère. Enfin, le quatrième modèle est basé sur des observations. On peut voir sur la

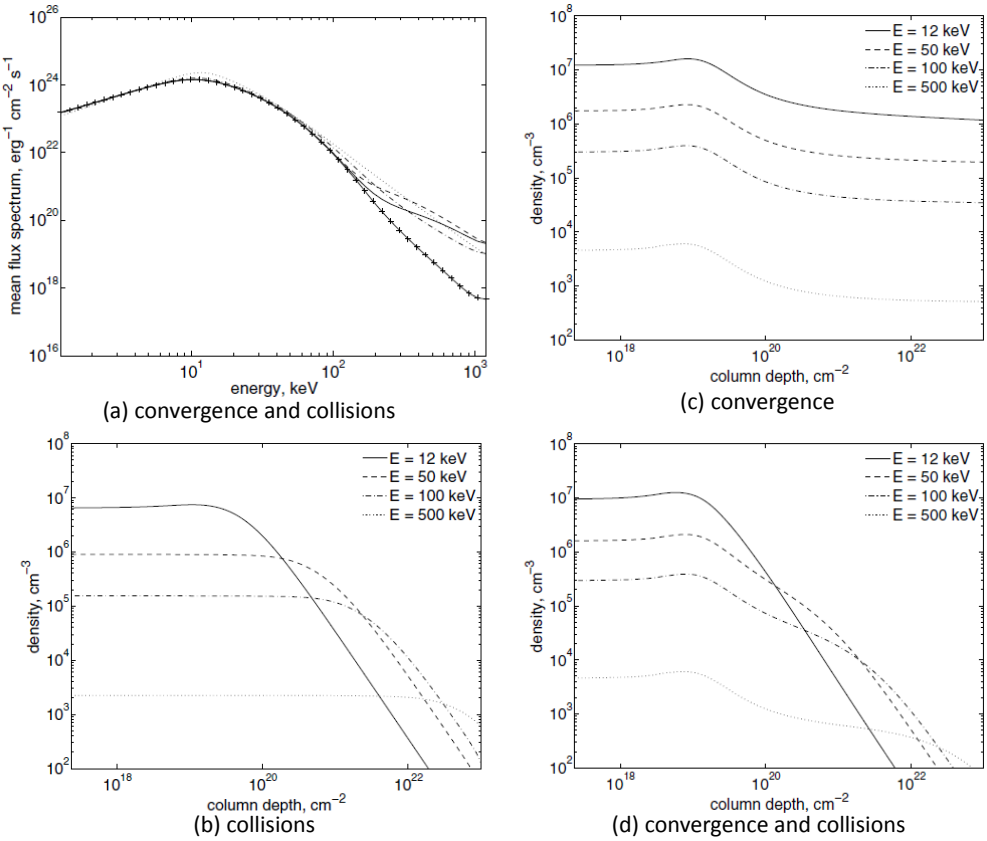


Figure 3.10 – (a) Spectre d'électrons avec $\mu < 0$ pour différents modèles de champ magnétique (croix : pas de convergence du champ magnétique ; ligne solide : modèle exponentiel ; ligne en tirets : modèle quadratique ; ligne en pointillés : modèle hybride ; ligne en tirets-pointillés : modèle tirés des observations). (b), (c) et (d) représentent la densité du faisceau d'électrons accélérés dans différentes bandes d'énergie, en fonction de la densité de colonne (i.e. en fonction de la profondeur dans l'atmosphère solaire). Sur la figure (b), seul l'effet des collisions est pris en compte. Sur la figure (c), seul l'effet du miroir magnétique est pris en compte. Enfin, pour les figures (a) et (d), les effets des collisions et des miroirs magnétiques sont pris en compte simultanément (figure adaptée de Siversky & Zharkova, 2009).

figure 3.10 (a) que pour les différentes formes de champ magnétique étudiées, l'effet de durcissement du spectre d'électrons participant au courant de retour (avec $\mu < 0$) n'est visible qu'à des énergies supérieures à 100 keV. D'autre part, il est intéressant de noter que dans le cas où les collisions ne sont pas prises en compte, l'effet du champ magnétique convergent est indépendant de l'énergie, comme le montre la figure 3.10 (c) : la densité d'électrons énergétiques a le même comportement quelle que soit l'énergie des électrons (le spectre n'est donc pas modifié). On peut voir en particulier que le miroir magnétique se situe à une densité de colonne d'environ 10^{19} cm^{-2}. L'effet des collisions seul est visible sur la figure 3.10 (b) : on remarque que les particules sont stoppées à différentes valeurs de la densité de colonne selon leur énergie. Les effets des collisions et de la convergence du champ magnétique combinés sont visibles sur la figure 3.10 (d) : on peut voir par exemple que les particules énergétiques à 12 keV qui sont précipitées perdent immédiatement leur énergie par collisions une fois le miroir magnétique passé.

Ces études combinant effets des collisions, des courants de retour et des miroirs magnétiques ont montré d'une manière générale que la forme exacte de la fonction décrivant la convergence du champ magnétique ne modifiait pas vraiment la distribution d'électrons énergétiques. D'autre part, l'effet d'un champ magnétique convergent a pour conséquences :

- la réduction des courants de retour ;
- le piégeage d'une partie des particules énergétiques dans la couronne ;
- une diminution du nombre d'électrons énergétiques à basse énergie à cause des collisions ;
- un durcissement du spectre d'électrons énergétiques à haute énergie (supérieure à 100 keV dans Siversky & Zharkova, 2009).

3.2.4 Modèle de transport diffusif des particules énergétiques

Des observations suggèrent la présence de fluctuations magnétiques dans les boucles coronales liées aux éruptions solaires : notamment, l'observation de l'augmentation de la largeur des sources X (observées par RHESSI) avec l'énergie (Bian et al., 2011, Kontar et al., 2011b) dont il est question en section 2.4.5. Kontar et al. (2014) ont donc utilisé un modèle de propagation diffusif pour étudier le transport des électrons énergétiques ; la diffusion en angle d'attaque est assurée à la fois par des collisions, mais également par ces fluctuations turbulentes du champ magnétique. Les auteurs se sont intéressé au transport parallèle des électrons et ont dérivé une solution analytique, afin d'analyser les effets de ce transport diffusif sur la distribution et le spectre des électrons énergétiques dans la couronne et dans les pieds de la boucle magnétique.

Evolution de la population d'électrons énergétiques

L'évolution de la fonction de distribution des électrons énergétiques parallèle au champ magnétique $\vec{B_0}$ dans un milieu de densité n est décrit par l'équation de Fokker-Planck à une dimension (voir équation 3.3) : cette équation fait intervenir des pertes d'énergie par collisions coulombiennes, mais également une diffusion de l'angle d'attaque des particules. Dans le modèle standard, cette diffusion est due aux collisions coulombiennes ; dans ce modèle de propagation diffusive, une source de diffusion supplémentaire est introduite, et appelée diffusion turbulente. L'équation 3.3 reste donc valide, mais le coefficient de diffusion s'écrit maintenant :

$$D_{\mu\mu} = D_{\mu\mu}^{(C)} + D_{\mu\mu}^{(T)} \tag{3.11}$$

où $D_{\mu\mu}^{(C)}$ est le coefficient de diffusion due aux collisions, décrit par l'équation 3.4, et $D_{\mu\mu}^{(T)}$ est le coefficient de diffusion turbulente, due à la présence de fluctuations du champ magnétique.

$D_{\mu\mu}^{(T)}$ s'exprime en fonction de la densité spectrale d'énergie des fluctuations magnétiques $W\left(k_\parallel\right)$ (Lee, 1982) :

$$D_{\mu\mu}^{(T)} = \frac{\pi}{2}\left(1-\mu^2\right)\Omega_{ce}\left.\frac{k_\parallel W\left(k_\parallel\right)}{B_0^2}\right|_{k_\parallel=\Omega_{ce}/v|\mu|} \tag{3.12}$$

avec $\Omega_{ce} = eB_0/m_e c$ la fréquence de giration de l'électron, et avec la densité spectrale d'énergie des fluctuations magnétiques normalisée telle que $\int_{-\infty}^{+\infty} W\left(k_\parallel\right) dk_\parallel = (\delta B)^2$. Ce spectre de fluctuations du champ magnétique n'est pas connu dans le contexte des éruptions solaires. Kontar et al. (2014) ont donc fait l'hypothèse d'un spectre ayant une forme de Lorentzienne :

$$W\left(k_\parallel\right) = \frac{(\delta B)^2}{\pi}\frac{(1/\lambda_B)}{(1/\lambda_B)^2 + k_\parallel^2} \tag{3.13}$$

Avec λ_B la longueur de corrélation des fluctuations de champ magnétique. Dans la limite $v \ll \Omega_{ce}\lambda_B$, on obtient :

$$D_{\mu\mu}^{(T)} = \frac{|\mu|}{2}\left(1-\mu^2\right)\left(\frac{\delta B}{B_0}\right)^2 \frac{v}{\lambda_B} \tag{3.14}$$

On remarque ici que ce coefficient de diffusion est proportionnel à la vitesse des particules.

Lorsque la diffusion de l'angle d'attaque est suffisamment importante, c'est-à-dire que $D_{\mu\mu}^{(T)} \gg 1$, la distribution en angle d'attaque devient isotrope, si bien que $\partial f/\partial\mu \to 0$. Dans ce cadre, le transport des particules est en moyenne un phénomène de diffusion parallèle au champ magnétique guide, décrit par l'équation (Kontar et al., 2014) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{2Kn(z)}{m_e^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{f}{v^2}\right) + D_{zz}\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \tag{3.15}$$

avec le coefficient de diffusion :

$$D_{zz} = \frac{v^2}{8}\int_{-1}^{1}\frac{\left(1-\mu^2\right)^2}{D_{\mu\mu}^{(T)}}d\mu = \frac{\lambda v}{3} \tag{3.16}$$

On remarque qu'on a alors une perte d'énergie due aux collisions qui reste similaire au cas d'un transport purement collisionnel, mais que la variation spatiale de l'angle d'attaque est un processus diffusif. On a donc ici un modèle de transport diffusif, dans un plasma collisionnel.

Libre parcours moyen associé

Le libre parcours moyen d'une particule soumise à une diffusion en angle d'attaque s'exprime (e.g. Schlickeiser, 1989) :

$$\lambda \equiv \frac{3v}{8}\int_{-1}^{1}\frac{\left(1-\mu^2\right)^2}{D_{\mu\mu}}d\mu \tag{3.17}$$

En utilisant les expressions pour les coefficients de diffusion 3.4 et 3.14, on obtient une expression du libre parcours moyen dans le cas de la diffusion due aux fluctuations de champ magnétique, qui peut se simplifier dans le cas limite où l'on considère que la diffusion non-collisionnelle est plus efficace que la diffusion due aux collisions (autrement dit, la diffusion non-collisionnelle agit sur des échelles de temps et d'espace plus courtes que la diffusion collisionnelle) :

$$\lambda \approx \frac{3\lambda_B}{4}\left(\frac{B_0}{\delta B}\right)^2\left(2\ln\left[\frac{m_e^2 v^4}{2\left(1+\overline{Z^2}\right)Kn\lambda_B}\left(\frac{\delta B}{B_0}\right)^2\right]-1\right) \tag{3.18}$$

Comme on peut le constater, la valeur du libre parcours moyen dépend faiblement de l'énergie de la particule. Kontar et al. (2014) ont donc supposé qu'il était constant, par simplicité.

Conséquences pour la distribution d'électrons énergétiques

Kontar et al. (2014) ont résolu analytiquement l'équation 3.3 avec des valeurs constantes pour le libre parcours moyen : $\lambda = 10^7$, 10^8 et 10^9 cm, tout en comparant ces solutions au modèle « standard », c'est-à-dire purement collisionnel. La figure 3.11 montre la distribution spatiale des électrons énergétiques d'énergie 20 keV. On constate que plus le libre parcours moyen est petit, plus ces électrons sont confinés autour du sommet de la boucle coronale.

Les auteurs notent que l'émission X coronale est alors plus prononcée, et l'émission aux pieds est au contraire réduite, dans le cas d'un transport diffusif, puisque les électrons énergétiques restent plus longtemps dans la partie coronale de la boucle.

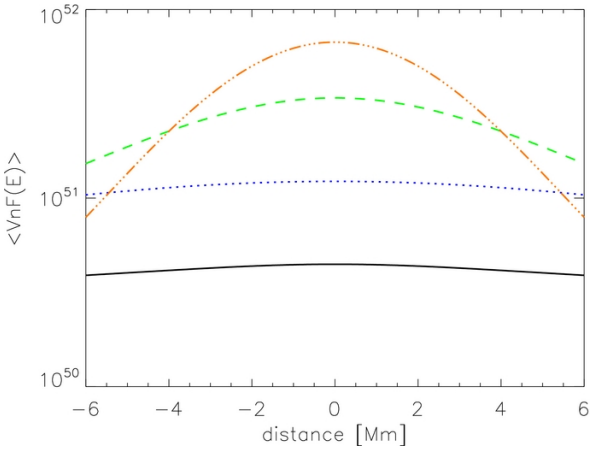


Figure 3.11 – Distribution spatiale des électrons énergétiques à 20 keV pour une densité du plasma ambiant de 10^{10} cm^{-3}. Le cas standard (collisionnel) est en noir alors que le cas diffusif est en bleu ($\lambda = 10^9$ cm), vert ($\lambda = 10^8$ cm) et orange ($\lambda = 10^7$ cm) (figure tirée de Kontar et al., 2014).

D'autre part, Kontar et al. (2014) ont étudié les spectres électroniques dans la couronne et dans les pieds. Par rapport au cas standard, le durcissement des spectres d'électrons dans la couronne est plus prononcé dans le cas diffusif que dans le cas standard, ce durcissement est d'autant plus important que le libre parcours moyen est petit. Le spectre électronique est également modifié, et on remarque une double loi de puissance avec une émission diminuée à basse énergie (quelques dizaines de keV).

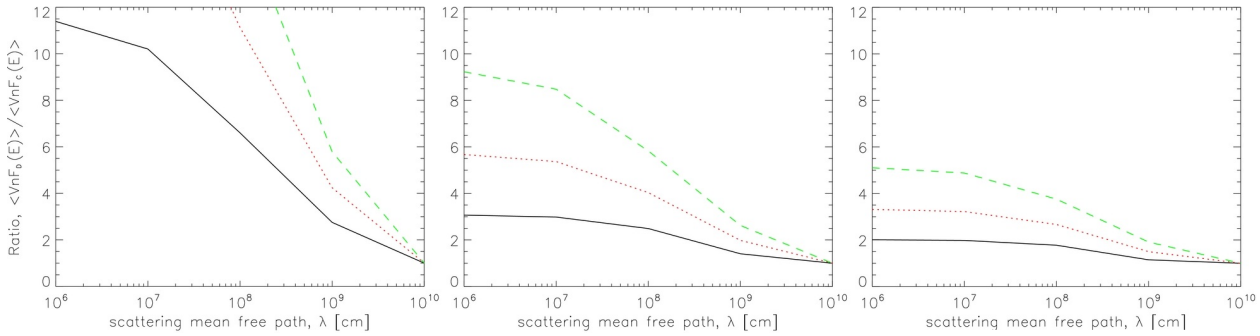


Figure 3.12 – Rapport entre le flux d'électrons dans la couronne dans le cas diffusif et dans le cas standard, en fonction du libre parcours moyen λ, pour différentes densités (10^{10} cm^{-3} à gauche, 5×10^{10} cm^{-3} au milieu, et 10^{11} cm^{-3} à droite), et pour différentes énergies (20, 30 et 40 keV pour les lignes noires, oranges et vertes respectivement), (figure adaptée de Kontar et al., 2014).

Enfin, la figure 3.12 tirée de Kontar et al. (2014) montre le rapport entre le flux d'électrons dans la couronne dans le cas diffusif et dans le cas standard, en fonction de la valeur du libre parcours moyen, pour différentes densités du plasma ambiant et pour différentes énergies. Comme on peut le voir sur cette figure, le flux d'électrons est d'autant plus important que le libre parcours moyen est court, comme attendu. D'autre part, cet effet est d'autant plus fort que la densité du plasma est faible (on a donc moins de collisions), et que l'énergie des électrons est grande. Cela s'explique par la dépendance du coefficient de diffusion $D_{\mu\mu}^{(T)} \propto v/\lambda$.

Ce modèle permet donc d'expliquer un confinement des particules énergétiques dans la couronne, et participerait à la réduction des courants de retour (comme lorsqu'on introduit un champ magnétique convergent).

3.2.5 Résumé : quels sont les effets du transport sur les populations d'électrons énergétiques ?

Le tableau 3.1 récapitule les résultats obtenus par les études citées dans cette section, concernant les effets du transport sur le spectre des photons ou des électrons observé, ainsi que sur la distribution spatiale des électrons au sein de la boucle. Il ne s'agit pas d'un inventaire exhaustif mais d'une sélection de résultats qui sont particulièrement utiles pour la comparaison avec des observations. Dans ce tableau, on désigne par δ l'indice spectral de la population d'électrons injectée, et γ l'indice spectral du flux de photons. D'autre part, on note β l'indice spectral du spectre d'électrons moyen et pondéré, dans l'approximation d'une cible épaisse. On note F le flux d'électrons énergétiques. Les indices *low* et *high* font référence aux basses énergies et aux hautes énergies respectivement, lorsqu'on a un spectre en double loi de puissance ; enfin, les indices FP et CS font référence aux spectres des pieds de boucle et de la source coronale respectivement.

	Effet sur le spectre	Effet sur la distribution spatiale
Collisions	$\beta = \delta - 2$ $\gamma_{CS} = \gamma_{FP} + 2$	$F_{CS} = F_{FP}$
Courants de retour seuls	Spectre de photons plus dur à basse énergie et plus mou à haute énergie, avec $\gamma_{low} \approx \delta + k/(k+1)$ pour un champ magnétique qui décroit le long de la boucle avec un indice spectral $-k$	Piégeage des particules dans la couronne : $F_{CS} > F_{FP}$
Courants de retour et collisions	$\beta \approx \delta - 1$ Spectre de photons en double loi de puissance avec $\gamma_{low} < \gamma_{high} < \delta$ et $\gamma_{high} - \gamma_{low}$ est d'autant plus important que δ est grand et que le flux d'électrons initial est important	Piégeage des particules dans la couronne : $F_{CS} > F_{FP}$
Convergence du champ magnétique et collisions	$0 < \gamma_{CS} - \gamma_{FP} < 0.8$ Le spectre de photons devient plus mou au cours de l'éruption (effet plus fort dans dans le cas d'un champ magnétique uniforme)	F_{CS}/F_{FP} dépend fortement de l'énergie du photon, de la densité de colonne, de la convergence du champ, de la distribution en angle d'attaque. Piégeage des particules dans la couronne : $F_{CS} > F_{FP}$
Transport diffusif	Durcissement du spectre d'électrons dans la couronne, d'autant plus important que le libre parcours moyen est petit	Piégeage des particules dans la couronne : $F_{CS} > F_{FP}$

Table 3.1 – Résumé des effets du transport sur la distribution spatiale et spectrale des électrons.

Chapitre 4

Accélération des électrons par des champs électriques directs : Quelle relation entre les sites d'émissions X et les couches de courant ?

Sommaire

4.1 Problématique 70

4.1.1 Motivations 70

4.1.2 Etudes précédentes 71

4.2 Estimation des courants électriques photosphériques 74

4.2.1 Principe de la spectropolarimétrie 74

4.2.2 Mesures spectropolarimétriques par des instruments spatiaux 75

4.2.3 La région active 11158 78

4.3 L'éruption du 15 février 2011 78

4.4 Lien entre courants électriques et émissions X dans le cas de l'éruption de classe X du 15 février 2011 80

4.4.1 Contexte de l'éruption : observations X et EUV 80

4.4.2 Superpositions entre courants électriques et émissions X 87

4.4.3 Résultats et interprétation 89

4.5 Lien entre courants électriques et émissions X dans 4 autres éruptions de classe X 91

4.5.1 Sélection des données 91

4.5.2 Analyse des cartes de courants 91

4.5.3 Emissions X et courants électriques 93

4.5.4 Résultats et discussion 102

4.6 Conclusions et perspectives 103

4.7 Article 105

4.1 Problématique

4.1.1 Motivations

Les éruptions solaires importantes se produisent préférentiellement au voisinage de la ligne d'inversion de polarité magnétique et là où les champs magnétiques sont en général cisaillés. Dans les régions où le champ magnétique est non-potentiel, de l'énergie magnétique est emmagasinée. La présence de courants électriques est directement liée à la non-potentialité du champ magnétique et à la présence d'énergie magnétique libre dans le volume, énergie qui peut être dissipée lors des éruptions solaires. En effet, comme cela a été mentionné en section 2.2.3, le phénomène de reconnexion magnétique et la dissipation d'énergie magnétique lors des éruptions solaires, qui permet, en particulier, d'accélérer des particules, se produisent préférentiellement au niveau de couches de courant situées au voisinage de quasi-séparatrices (par exemple Demoulin et al., 1996, Aulanier et al., 2005, le concept de quasi-séparatrice a été introduit en section 2.2.3). Dans les régions actives complexes, l'énergie libre totale accumulée excède l'énergie nécessaire pour une éruption importante (environ 10^{32} erg). Cela est par exemple visible sur la figure 4.1 tirée de l'étude de Sun et al. (2012) de la région active 11158. Les auteurs ont utilisé des magnétogrammes pour réaliser des extrapolations de champ magnétique dans la région et estimer l'énergie magnétique disponible, au cours du temps pendant 5 jours. On peut voir dans le panneau (d) de la figure 4.1 que l'énergie libre totale accumulée est de 2.47×10^{32} erg au moment de l'éruption de classe X2.2 du 15 février. Au cours de cette éruption, l'énergie libre diminue de 0.34×10^{32} erg, soit environ 14%. L'énergie magnétique libre disponible est bien supérieure à l'énergie dissipée lors de cette éruption, et probablement distribuée dans tout le volume de la région active. On peut se demander si le site de l'éruption se situe nécessairement là où la concentration d'énergie libre est maximale, c'est-à-dire au niveau des couches de courant les plus intenses, ou si elle peut se produire au niveau de n'importe quelle couche de courant suffisamment intense se trouvant dans la région active. Cette question peut être étudiée notamment en comparant les sites d'interaction des particules accélérées lors de l'éruption solaire et la localisation des courants électriques qui sont associés avec cette énergie libre : c'est l'objet de notre étude. Il est donc légitime de chercher des liens observationnels entre ces couches de courant et les particules accélérées. Les diagnostics les plus directs des particules énergétiques interagissant dans l'atmosphère solaire sont les diagnostics X (voir section 2.3). Aujourd'hui, les mesures de champ magnétique dans la couronne solaire sont difficiles et ne sont pas systématiques. Nous disposons par contre de mesures de champ magnétique photosphérique régulières, et les mesures spectropolarimétriques permettent d'en calculer les trois composantes. A partir de ces mesures de champ magnétique, on peut calculer la composante verticale de la densité de courant électrique. On peut alors chercher les liens observationnels entre les couches de courant associées à l'énergie magnétique libre dans la région active, dont les fortes densités de courants verticales photosphériques sont la trace, et les sites d'interaction des électrons énergétiques (sites d'émissions X).

Dans ce chapitre, nous commençons par faire le point sur les précédentes études qui ont eu pour but d'établir le lien entre les courants électriques mesurés dans la photosphère aux sites d'émissions de particules énergétiques. Ce type d'étude peut aujourd'hui bénéficier de nouvelles données, avec notamment une meilleure résolution spatiale et une très bonne cadence temporelle. Dans un deuxième temps, la technique de spectropolarimétrie utilisée pour obtenir les magnétogrammes est décrite. Enfin, nous détaillons notre étude des liens entre courants électriques photosphériques et émissions X des électrons énergétiques pendant l'éruption de classe GOES X2.2 du 15 février 2011, ce qui a donné lieu à la publication d'un premier article, disponible à la fin du chapitre. Enfin, cette étude a été étendue à quatre autres éruptions de classe X, et les résultats préliminaires de cette étude sont également présentés.

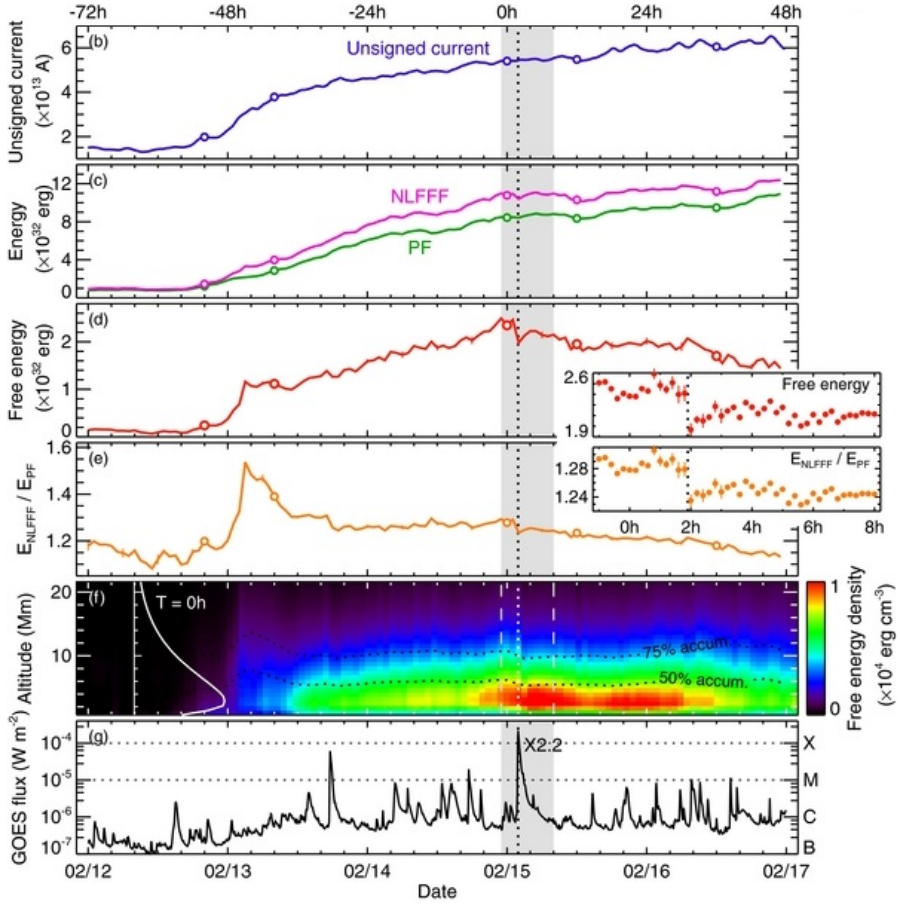


Figure 4.1 – Evolution de l'énergie magnétique dans la région active 11158 pendant 5 jours. (b) Courant électrique non signé total (c) Energie magnétique calculée pour une extrapolation potentielle (PF, E_P) et une extrapolation non-potentielle (E_N) (d) Energie magnétique libre E_f (e) Rapport entre énergie non-potentielle et énergie potentielle E_N/E_P (f) Distribution de la densité d'énergie magnétique libre en fonction de l'altitude et du temps dans un volume situé au centre de la région active : les lignes pointillées représentent 50% et 75% de l'énergie totale accumulée (g) Flux X mesuré par GOES à 1-8 Å. L'éruption du 15 février est marquée par une ligne pointillée qui s'étend sur tous les graphes. Figure adaptée de Sun et al. (2012)

4.1.2 Etudes précédentes

L'étude des relations entres les phénomènes énergétiques lors des éruptions solaires et les courants électriques dans les régions actives a fait l'objet de travaux pendant plusieurs décennies. Les premières études ont utilisé les observations en Hα comme diagnostic des électrons énergétiques, puisqu'aucune donnée n'était disponible dans le domaine des rayonnements X durs. Moreton & Severny (1968) ont utilisé les données du Crimean Astrophysical Observatory pour étudier la relation spatiale entre les sites d'émissions en Hα et les maxima de densité de courant électrique vertical dans les régions actives. Sur les 25 éruptions étudiées, une corrélation spatiale ($< 6''$) a été observée entre le site d'émission Hα et le maximum de la densité de courant (de l'ordre de 8 mA/m^2) pour 80% des cas. Cette corrélation a été confirmée par plusieurs études. Par exemple, Lin & Gaizauskas (1987) sont arrivés à des conclusions similaires et ont remarqué que les sites où l'émission Hα était la plus importante étaient spatialement corrélés aux fortes densités de courants mesurées au niveau de la photosphère, avec une erreur d'environ 2 secondes d'angles.

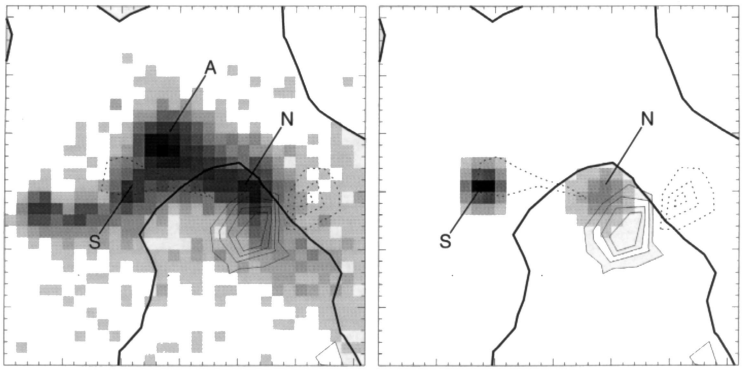


Figure 4.2 – Eruption du 14 août 1994. Gauche : émission X mou (filtre Al.1, 0.25-4.0 keV, 17:35:07), 31 × 31 pixels, pixels de 2.47 secondes d'arc carrées. Droite : émission X dur, canal H (52.7-92.8 keV), période d'intégration : 17:35:49.8 - 17:36:05.8 UT. Sur les deux images sont superposés la ligne d'inversion de polarité du champ magnétique (ligne épaisse continue) et les contours 1.5, 3.0, 4.5 et 6.0 σ de la densité de courant électrique verticale (lignes fines continues et pointillées pour les courants positifs et négatifs). Figure tirée de Li et al. (1997).

Cependant, d'autres études ont eu des conclusions un peu différentes : si les sites d'émissions Hα sont toujours situés au voisinage des systèmes de courants électriques, pour certains auteurs, ils ne sont pas exactement co-spatiaux (comme par exemple Romanov & Tsap, 1990). Dans une série d'articles, Canfield et al. (1993), Leka et al. (1993), de La Beaujardiere et al. (1993) ont repris ce type d'étude et étudié de nouveau la relation entre fortes densités de courant électrique et sites de précipitation des électrons énergétiques vus en Hα, arrivant à une conclusion similaire à celle de Romanov & Tsap (1990). D'autre part, Demoulin et al. (1997) ont montré que pour plusieurs évènements, les rubans des éruptions solaires (observés en Hα) étaient localisés autour des fortes densités de courant dans la photosphère, ces fortes densités de courants étant elles-mêmes associées à la position des pieds (au niveau de la photosphère) des surfaces quasi-séparatrices, comme cela a été évoqué en section 2.2.3.

Avec les premiers imageurs X, l'étude du lien entre les sites de précipitation des particules et les courants électriques photosphériques a pu être revisitée, en particulier avec les données X de l'instrument Yohkoh/HXT (e.g. Canfield et al., 1992, Li et al., 1997). Li et al. (1997) ont étudié six éruptions et ont confirmé que les émissions X (et donc les sites de précipitation des particules) n'étaient pas exactement co-spatiaux avec les fortes densités de courants (voir figure 4.2), mais étaient situés à proximité (par exemple, l'émission X étiquetée N sur la figure 4.2 est située à 10" du maximum de densité de courants associé) ; ce résultat est donc en accord avec les conclusions de de La Beaujardiere et al. (1993), obtenues à partir d'observations Hα. Ce décalage entre le maximum d'intensité de la densité de courants et les émissions des pieds des boucles observées en X (et Hα) pourrait être expliquée dans le contexte de la reconnexion magnétique dans une région quadrupolaire, comme discuté par Aschwanden et al. (1999) : dans leur modèle, après le phénomène de reconnexion, deux boucles magnétiques de différentes tailles sont présentes dans la région active. Les émissions X sont produites aux pieds de la boucle à plus petite échelle, tandis que ce sont les pieds de la seconde boucle, plus grande, qui sont susceptibles d'être associés aux fortes densités de courants photosphériques. De ce fait, les auteurs prédisent un décalage de 5" à 16" entre les émissions X chromosphériques et les fortes densités de courants photosphériques pendant les éruptions solaires. Les auteurs notent par ailleurs que l'énergie contenue dans les couches de courant de la région active est bien supérieure à l'énergie dissipée lors des éruptions solaires, et

que par conséquent, ils ne s'attendent pas à une corrélation spatiale entre les sites d'interaction des particules et le maximum de densité de courants photosphériques.

Les conditions d'observations (résolution spatiale, délai entre l'acquisition du magnétogramme et occurence de l'éruption...) ainsi que les conclusions des études mentionnées ci-dessus sont résumées dans le tableau 4.1. Notons en particulier que les magnétogrammes observés étaient obtenus à l'aide d'un balayage (scan) des régions actives ; selon l'instrument et la taille de la région, un seul magnétogramme demandait entre 40 minutes et plus d'une heure d'observation. De ce fait, pour certaines études, seulement un ou deux magnétogrammes étaient réalisés par jour ; ces observations n'étaient pas toujours simultanées avec les éruptions solaires étudiées (voir le délai Δt entre le magnétogramme et l'observation de l'éruption, dans le tableau 4.1).

Etude	Diagnostic	R_i [1]	R_m [2]	Δt [3]	Conclusions de l'étude
Moreton & Severny (1968)	Hα	-	2" × 4"	± 6 h	Corrélation spatiale entre maximum des courants et sites d'émission Hα dans 80 % des cas
Hagyard et al. (1985)	Hα		2.5"	7 h	Corrélation spatiale entre maximum des courants et sites d'émission Hα (une éruption)
Lin & Gaizauskas (1987)	Hα	2"	2.5"	simultané	Corrélation spatiale entre maximum des courants et sites d'émission Hα (une éruption)
Romanov & Tsap (1990)	Hα	-	2.5" × 9"	quelques heures	Les sites d'émissions Hα sont situés à proximité des fortes densités de courants
Canfield et al. (1993) Leka et al. (1993) de La Beaujardiere et al (1993)	Hα	4.8"	6"	< 1 h	Les sites d'émissions Hα sont situés près des fortes densités de courants mais ne sont pas cospatiaux avec les maxima
Canfield et al. (1992)	HXR	5"	5.6"	simultané	Les sites d'émission X ne sont pas cospatiaux avec les maxima de densité de courants (une éruption)
Li et al. (1997)	HXR	5"	2.8" ou 5.6"	± 12 h	Les sites d'émissions X sont situés a proximité des fortes densités de courants

Table 4.1 – Comparaisons des différentes études sur le lien entre fortes densités de courants photosphériques et sites d'interaction des particules énergétiques. [1]Résolution spatiale des images. [2]Résolution spatiale des magnétogrammes. [3]Intervalle de temps entre les images et le magnétogramme.

Aujourd'hui, il est possible d'obtenir un magnétogramme (les trois composantes du champ magnétique) avec une cadence de 12 minutes, grâce aux observations systématiques de l'instrument HMI sur SDO. Cet instrument réalise des magnétogrammes du disque solaire entier, et cela assure donc une correspondance temporelle entre éruptions solaires et cartes de champ magnétique ou de densité de courants verticaux. La résolution spatiale de l'instruments HMI est inférieure à 1 seconde d'angle. D'autre part, l'instrument RHESSI permet de réaliser des diagnostics X complets des électrons énergétiques avec une résolution spatiale maximum d'environ 3" (voir section 6.2.2).

4.2 Estimation des courants électriques photosphériques

La mesure des champs magnétiques dans l'atmosphère solaire est ici réalisée par spectropolarimétrie, en utilisant l'effet Zeeman dans les raies atomiques. Cette mesure est réalisée principalement dans des raies photosphériques, voir chromosphériques, mais n'est pas possible dans la couronne solaire. En effet, à cause de la haute température du plasma ambiant coronal, l'élargissement des raies dû à l'agitation thermique est plus important que l'élargissement des raies dû à l'effet Zeeman, et rend impossible les mesures spectropolarimétriques. Les mesures spectropolarimétriques permettent de reconstruire des magnétogrammes, c'est-à-dire des cartes du champ magnétique vectoriel, à l'altitude de formation de la raie observée dans l'atmosphère solaire. On a donc accès aux trois composantes du champ magnétique (deux composantes horizontales et une composante verticale).

On calcule ensuite la densité de courant électrique en utilisant la loi d'Ampère :

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \tag{4.1}$$

où $\vec{B}$ est le champ magnétique, $\vec{j}$ est la densité de courant électrique, et μ_0 est la perméabilité du vide.

Si on a une carte de champ magnétique à une altitude donnée, on connait la variation du champ magnétique dans la direction horiztontale mais pas dans la direction verticale, on a donc seulement accès à la composante verticale de la densité de courant :

$$j_z = \frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y}\right) \tag{4.2}$$

Dans la suite de cette section, nous détaillons le principe de la mesure spectropolarimétrique et les étapes permettant de remonter à un magnétogramme vectoriel. Deux instruments spatiaux permettant de faire de telles mesures et dont j'ai utilisé les données sont présentés.

4.2.1 Principe de la spectropolarimétrie

Effet Zeeman

Lorsque les atomes d'un gaz ou d'un plasma sont soumis à un champ magnétique, les raies atomiques sont scindées en plusieurs composantes : c'est l'effet Zeeman. On observe alors deux composantes décalées en longueur d'onde de part et d'autre de la position initiale de la raie (sans champ magnétique). Ces deux composantes décalées sont polarisées circulairement autour de la direction du champ magnétique. Une troisième composante est présente, non-décalée, mais polarisée linéairement dans la direction du champ magnétique. Si le champ magnétique est purement longitudinal (orienté dans la direction de l'observateur), on ne voit que les deux composantes polarisées circulairement ; et si au contraire le champ est purement transverse, les trois composantes sont visibles et apparaissent polarisées linéairement. La séparation en longueur d'onde $\Delta\lambda \propto B\lambda^2$ où B est l'amplitude du champ magnétique longitudinal et λ est la longueur d'onde d'émission de la raie considérée, en l'absence de champ magnétique. La mesure de cette séparation permettrait donc de mesurer la valeur du champ magnétique longitudinal. Cependant, les composantes sont en général très peu séparées, et l'effet Zeeman contribue souvent seulement à l'élargissement de la raie. L'analyse de la polarisation de cette raie élargie en fonction de la longueur d'onde (spectropolarimétrie) permet une mesure plus facile, et surtout plus complète, car on peut accéder à l'information sur le champ transverse également, ce qui permet de retrouver le vecteur champ magnétique. Cette mesure du champ magnétique n'est possible que lorsque l'élargissement de la raie dû à l'effet Zeeman est

inférieur à l'élargissement de la raie due à l'agitation thermique. Dans la couronne, où la température est plus élevée, et le champ magnétique plus faible qu'au niveau de la photosphère, ce type de mesure est plus difficile. Quelques mesures de ce type ont été réalisées sur des raies interdites dans le domaine infrarouge.

Paramètres de Stokes

Afin de mesurer l'état de polarisation d'une raie atomique, on détermine la valeur des paramètres de Stokes I, Q, U, et V. Ces paramètres sont définis dans un référentiel de la manière suivante :

- I est l'intensité totale du rayonnement
- Q et U caractérisent la polarisation linéraire
- V caractérise la polarisation circulaire

Pour mesurer les paramètres de Stokes d'un rayon incident, on utilise un « polarimètre », dispositif qui permet de sélectionner et mesurer des états de polarisation particuliers du rayonnement incident. En général, on mesure différentes combinaisons linéaires des paramètres de Stokes pour ensuite remonter aux paramètres eux-mêmes.

Code d'inversion et désambiguation

Un algorithme d'inversion permet de retrouver la valeur du champ magnétique à partir de la mesure des paramètres de Stokes. Cette inversion nécessite des modèles détaillés de transfert de rayonnement polarisé dans l'atmosphère solaire, et la direction du champ transverse est déterminée à 180° près : on ne connait pas le sens du champ transverse. Au cours de cette thèse, j'ai utilisé des cartes de champ magnétique préparées par Véronique Bommier, qui utilise le code d'inversion UNNOFIT présenté dans Bommier et al. (2007). Le fonctionnement de ce code est partiellement décrit dans l'article disponible à la fin de ce chapitre. La résolution de l'ambiguité de 180° se fait dans un second temps. Dans le code utilisé pour les cartes présentées dans cette thèse (développé par Leka et al., 2009), la divergence du champ magnétique et l'énergie magnétique sont minimisées afin de lever cette ambiguité et déterminer le sens du champ transverse.

4.2.2 Mesures spectropolarimétriques par des instruments spatiaux

Comme mentionné plus haut, en présence d'un champ magnétique, une raie atomique est élargie et la polarisation varie en fonction de la longueur d'onde au sein de cette raie. On utilise donc un spectromètre en plus du polarimètre, qui permet de faire la mesure de la polarisation à une longueur d'onde précise et donc d'échantillonner toute la raie en longueur d'onde. On parle alors de spectropolarimétrie. Dans la suite de cette section, je présente le spectropolarimètre SOT sur le satellite Hinode, avec lequel j'ai travaillé pendant mon stage de master, et le spectropolarimètre HMI sur le satellite SDO, d'où proviennent les données magnétiques utilisées pendant ma thèse.

Hinode/SOT

Le satellite Hinode résulte d'une coopération entre l'agence spatiale japonaise, l'agence spatiale britannique, la NASA et l'ESA. Il a été lancé en 2006 et orbite autour de la Terre. L'un des trois télescopes à bord, le Solar Optical Telescope (SOT), est équipé d'un spectropolarimètre qui permet de réaliser des observations dans deux raies du Fer I à 6301.5 Å et à 6302.5 Å. Ces raies sont émises dans la photosphère.

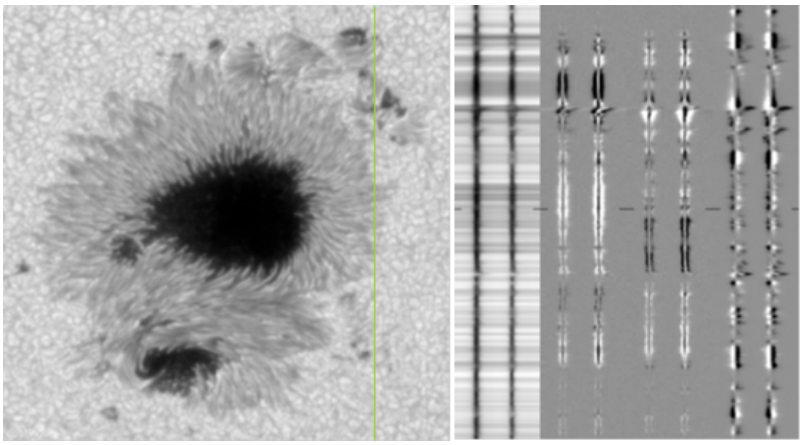


Figure 4.3 – Exemple de données SOT : à gauche, balayage assemblé d'images (paramètre de Stokes I) réalisées à travers la fente, formant une image du continuum de la photosphère, le 13 décembre 2006. Droite : Spectres des paramètres de Stokes I, Q, U, V, dans les lignes du Fer I à 630.15 et 630.25 nm, pris à l'endroit de la ligne verte sur l'image de gauche (Berger & Slater, 2009).

SOT a un champ de vue réduit et réalise des scans des régions actives sélectionnées, c'est-à-dire que pour réaliser la carte de la région, on déplace la fente du spectromètre dans la direction perpendiculaire à la direction de la fente. Pour chaque position de la fente, et pour chaque paramètre de Stokes, un spectre est réalisé. Un exemple de données SOT est présenté en figure 4.3.

SOT a une résolution spatiale de 0.32 secondes d'angle, et une résolution temporelle de 4.8 secondes pour chaque position de la fente. Le temps nécessaire à la réalisation d'une carte dépend de la taille de la région active à scanner : une région active typique est généralement couverte en environ une heure. La résolution spectrale est de 21 mÅ, et les observations spectropolarimétriques sont réalisées dans deux raies proches du Fer I, à 6301.5 et 6302.5 Å (Berger & Slater, 2009). Ces deux raies sont formées à des altitudes très proches dans la photosphère solaire : réaliser deux cartes de champ magnétique vectoriel à ces deux altitudes proches permet de connaître la variation du champ magnétique dans les trois directions et donc de calculer les trois composantes du rotationnel du champ magnétique, ce qui revient à calculer les trois composantes de la densité de courant électrique.

SDO/HMI

Le satellite Solar Dynamic Observatory (SDO), développé par la NASA, a été lancé en 2010. Ce satellite en orbite geosynchrone observe le soleil en continu. Parmi les trois instruments à bord, l'instrument Helioseismic and Magnetic Imager (HMI), permet en particulier de réaliser des observations spectropolarimétriques du disque solaire entier. L'instrument est équipé de six filtres qui permettent de sélectionner six longueurs d'ondes dans le profil de la raie du Fer I à 6173.3 Å (voir figure 4.4). Un élément polariseur permet de sélectionner un état de polarisation. Chaque magnétogramme est obtenu à partir de 24 images, dans quatre états de polarisations et à six longueurs d'ondes différents. La résolution temporelle (cadence entre deux images) est de moins de 4 secondes. Pour augmenter le rapport signal sur bruit, les données disponibles sont en fait la somme de plusieurs images, permettant de reconstruire un magnétogramme toutes les 12 minutes. Cependant, il est possible d'accéder à des données « à haute cadence temporelle » (135 secondes).

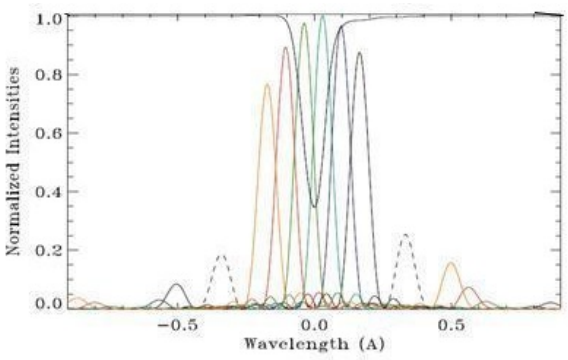


Figure 4.4 – Profils de transmission des filtres comparé au profil de la raie observée. La ligne noire en haut du graphe représente le profil de la raie du Fer observée. Les lignes colorées représentent les profils de transmission des filtres espacés de 7.6 nm. (Schou et al., 2012)

Comparaison des deux instruments

L'instrument SOT permet de faire des mesures spectropolarimétriques dans deux raies du fer proches (un doublet) ; cependant une région active est scannée en plusieurs dizaines de minutes (souvent environ une heure) avec une très bonne résolution spectrale. Au contraire, l'instrument HMI a une très bonne cadence temporelle, de 12 minutes pour les données disponibles (et même une plus haute cadence sur demande), et réalise des observations du disque solaire entier ; cependant, ces mesures ne sont réalisées que dans une raie du fer.

Pour l'étude des courants électriques en relation avec des éruptions solaires, nous avons privilégié l'intrument SDO/HMI car sa cadence temporelle de 12 minutes permet d'obtenir des cartes de la densité de courants électriques dans la région active au moment de l'éruption, et même d'étudier l'évolution de ces courants pendant l'éruption solaire. De plus, comme tout le disque solaire est observé, on est certain que les données existent pour la région active étudiée. On note cependant qu'une seule raie est utilisée, ne permettant pas de mesurer le courant électrique total, mais seulement sa composante verticale (car on ne connait la variation du champ magnétique que dans un plan orthogonal à la ligne de visée).

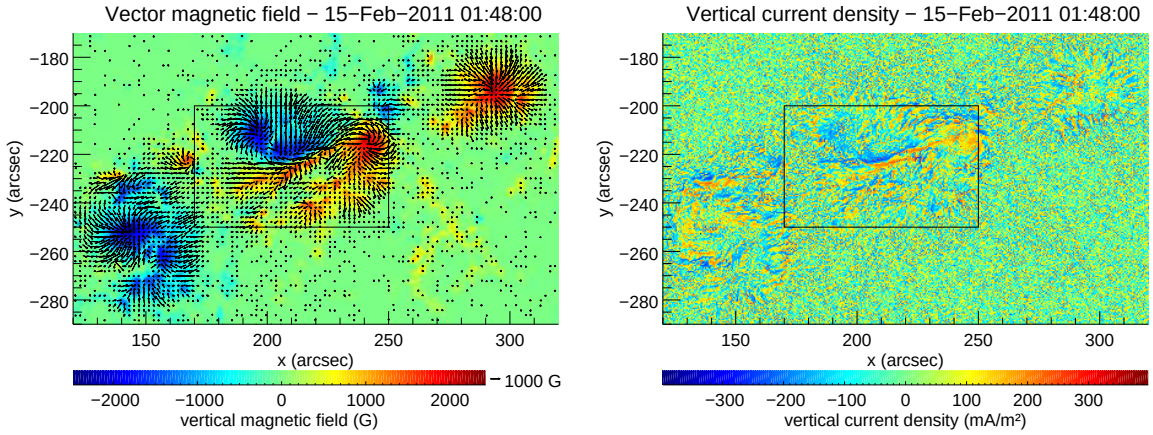


Figure 4.5 – Gauche : carte du champ magnétique vectoriel ; droite : carte de la densité de courant vertical. Ces deux cartes sont produites à partir des données SDO/HMI, le 15 février 2011 à 01 :48 TU. Le rectangle noir représente le champ de vue utilisé pour l'étude décrite en section 4.4. A gauche, les flèches représentent la composante horizontale du champ (lorsque la magnitude du champ horizontal est supérieure à 100 G) et les couleurs représentent la valeur du champ vertical. A droite, les couleurs représentent la valeur de la composante verticale de la densité de courant électrique (figure adaptée de Musset et al., 2015).

4.2.3 La région active 11158

Nous montrons ici un exemple des cartes obtenues à partir des données SDO/HMI, après une inversion et une désambuigation décrite en section 4.2.1. La carte de champ magnétique vectoriel ainsi que la carte de la densité de courant électrique vertical de la région active 11158, le 15 février 2011 à 01 :48, sont montrée en figure 4.5.

4.3 L'éruption du 15 février 2011

La première éruption étudiée dans le contexte de cette thèse a été l'éruption de classe X2.2, observée le 15 février 2011, vers 2h TU, dans la région active 11158. Cette éruption solaire a fait l'objet de nombreuses études suite à la première analyse de Schrijver et al. (2011), notamment parce qu'elle est la première éruption de classe X du cycle solaire 24 et la première éruption X à avoir été observée par le satellite SDO. La région active elle-même a été également l'objet de nombreuses études ; notamment, l'évolution de l'énergie magnétique a été étudiée sur plusieurs jours, et en particulier en lien avec l'éruption de classe X2.2 du 15 février (Liu & Schuck, 2012, Sun et al., 2012, Vemareddy et al., 2012, Tarr et al., 2013, Tziotziou et al., 2013, Aschwanden et al., 2014, Malanushenko et al., 2014). Kazachenko et al. (2015) a réalisé récemment leur propre étude de l'évolution de la région active et ont résumé les résultats obtenus par les différentes études précédentes sur cette région active : on note par exemple que la diminution d'énergie libre pendant l'éruption du 15 février estimée par les différentes études varie entre 0.3 et 1.7×10^{32} erg. Dans la suite de cette section, seuls les travaux portant sur l'évolution des champs magnétiques et sur la distribution et l'évolution des courants électriques pendant l'éruption du 15 février 2011 sont présentés.

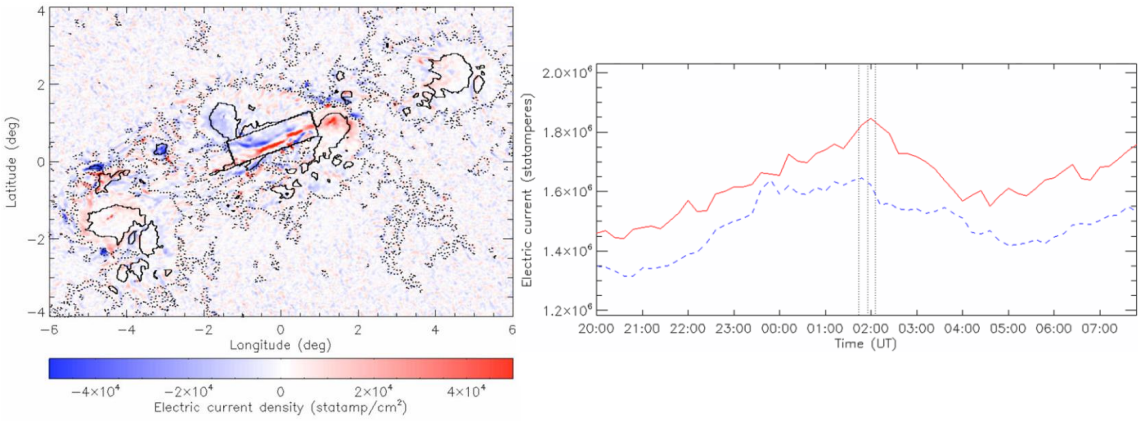


Figure 4.6 – Figures tirées de Petrie (2013) : à gauche, carte de la densité de courant électrique au niveau de la photosphère avant l'éruption. Le rectangle noir représente la région autour de ligne d'inversion de polarité magnétique utilisée pour l'analyse. Les contours noirs indiquent les champs magnétiques verticaux de magnitude supérieure à 1000 G (ligne épaisse pleine) et supérieure à 100 G (ligne fine pointillée). A droite, évolution de la densité de courants électriques positifs (en rouge, ligne pleine) et négatifs (en bleu, ligne pointillée) mesurée dans le rectangle noir tracé sur la carte à gauche, autour de la ligne d'inversion de polarité magnétique. Les lignes verticales marquent le début, le pic et la fin de l'éruption observée par GOES.

Des changements du champ magnétique photosphérique ont été observés au moment de l'éruption du 15 février : le champ magnétique devient plus horizontal et augmente au niveau de la ligne

d'inversion de polarité magnétique (Wang et al., 2012, Petrie, 2013, Song et al., 2013). En particulier, Wang et al. (2012) a étudié les changements du champ magnétique au cours de l'éruption et les a comparé aux émissions X observées avec le satellite RHESSI. Les auteurs ont noté qu'une région de changement permanent du champ magnétique photosphérique était non-seulement située sur la ligne d'inversion de polarité du champ, mais également entre deux sources X.

Enfin, l'évolution de la densité de courant électrique au niveau de la photosphère a également été étudié : par exemple, Petrie (2013) note une évolution de la densité de courants au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique : une augmentation régulière jusqu'à l'éruption de classe X2.2, puis une diminution régulière après l'éruption. Au moment même de l'éruption, de petites variations de la densité de courants sont observées : une diminution du courant négatif, alors que le courant positif a continué d'augmenter jusqu'à la fin de l'éruption (voir la figure 4.6 tirée de Petrie, 2013). Pour cette étude, les auteurs ont utilisé le code d'inversion standard utilisé par l'équipe de l'instrument HMI. On peut noter que l'évolution des courants est étudiée ici sur des échelles de temps bien supérieures à l'échelle de temps de l'éruption solaire, contrairement au travail réalisé au cours de cette thèse.

D'autre part, Janvier et al. (2014) ont étudié en détail l'évolution des courants au moment de l'éruption dans la partie centrale de la région active. Comme Petrie (2013), les auteurs notent que les courants les plus forts sont distribués dans deux rubans fins le long de la ligne d'inversion de polarité magnétique (visibles sur la figure 4.7). Les zones dans lesquelles une évolution des courants est constatée au cours de l'éruption sont définies sur la carte visible en figure 4.7, et ces évolutions sont montrées en figure 4.8, tirées de Janvier et al. (2014). Les auteurs ont utilisé des données magnétiques inversée avec le code UNNOFIT, et ces résultats sont compatibles avec les observations de Petrie (2013) menée avec un code d'inversion différent. Janvier et al. (2014) ont donc constaté une évolution du courant électrique direct (tel que $j_z.B_z > 0$) au cours de l'éruption, simultanément dans les quatres régions pointées (dans la limite de la cadence de 12 minutes imposée par les données de SDO/HMI). Ces résultats sont compatibles avec la simulation MHD d'une éruption menée par les auteurs.

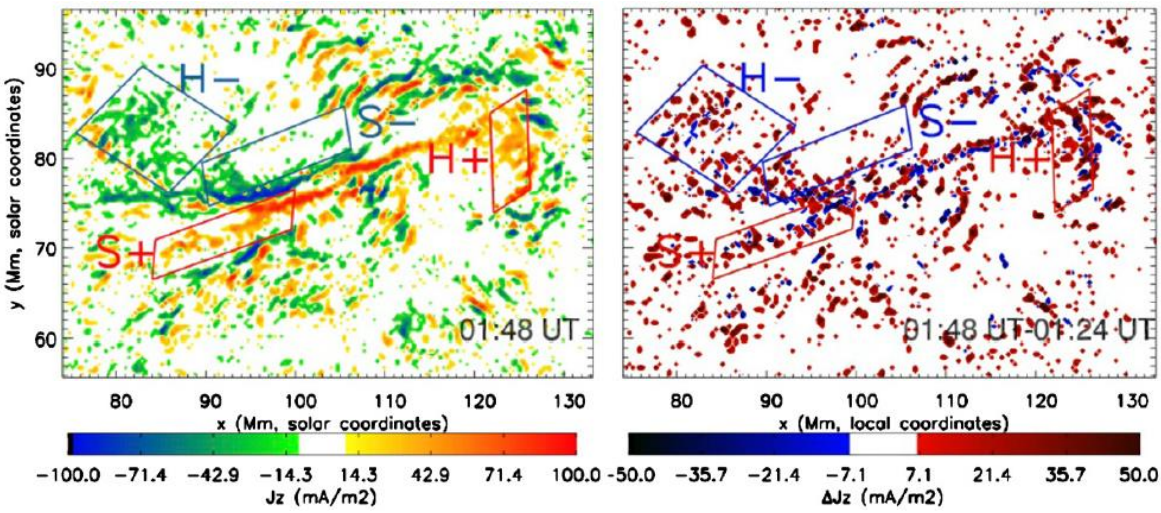


Figure 4.7 – Figure tirée de Janvier et al. (2014) : à gauche, carte de densité de courant électrique photosphérique au centre de la région active, à 01 :48 TU le 15 février 2011 ; à droite, différence entre la carte des courants directs (i.e. tels que $j_z.B_z > 0$ à 01 :48 et à 01 :24. Les quatres régions pour lesquels les changements de la densité de courants directs sont les plus importants sont dessinés.

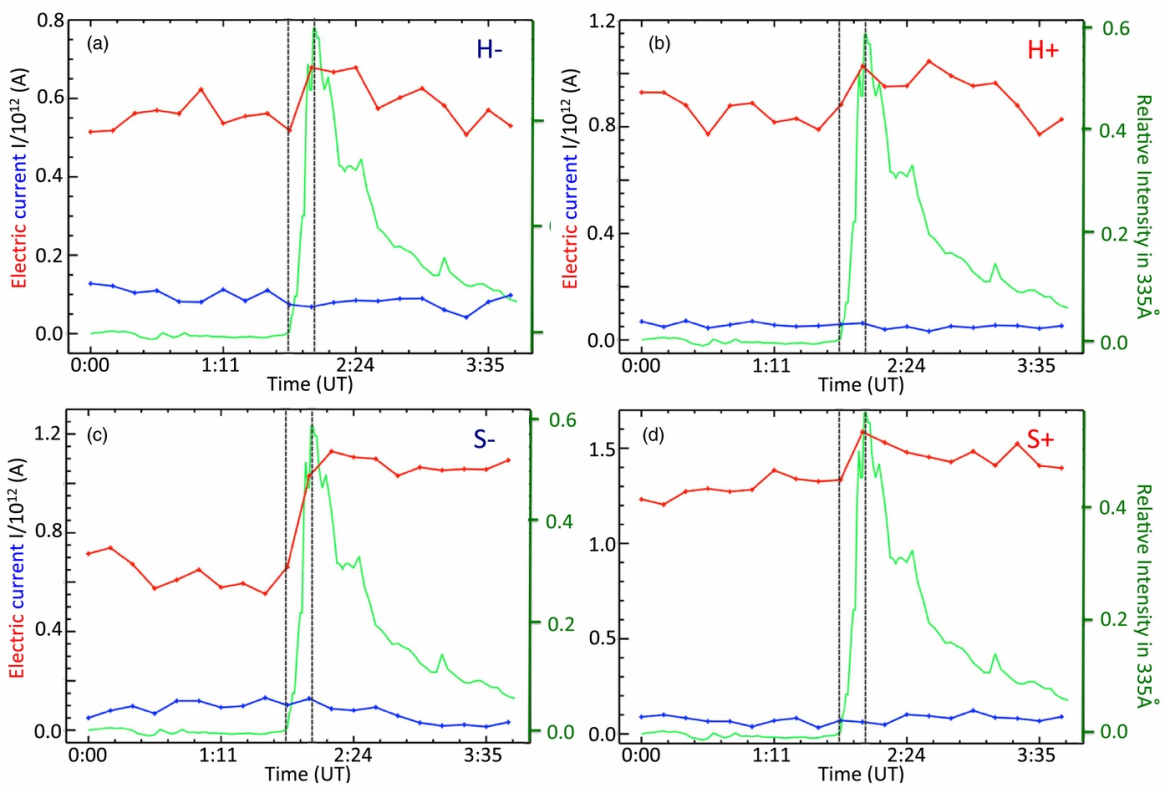


Figure 4.8 – Figure tirée de Janvier et al. (2014) : évolution des courants électriques directs (en rouge) et des courants de retour (en bleu) avant, pendant et après l'éruption de classe X2.2 du 15 février, pour les quatres régions définies en figure 4.7. La courbe de lumière à 335 Å observé sur le disque entier par SDO/AIA est également tracée en vert. Les deux lignes verticales marquent la phase impulsive de l'éruption.

Récemment, Kazachenko et al. (2015) ont également étudié l'évolution de plusieurs paramètres dérivés à partir des magnétogrammes de SDO/HMI, et en particulier, ont dérivé un vecteur de densité électrique et un champ électrique. Les auteurs notent que l'évolution des courants au cours de l'éruption de classe X2.2 a lieu autour de la ligne d'inversion de polarité, comme mentionné dans les études précedentes ; de plus, ils observent une augmentation du champ électrique horizontal au cours de l'éruption, qui résultent des changements du champ magnétique.

4.4 Lien entre courants électriques et émissions X dans le cas de l'éruption de classe X du 15 février 2011

Dans cette section sont résumés les observations et résultats obtenus et décrits dans le papier en fin de chapitre.

4.4.1 Contexte de l'éruption : observations X et EUV

Au cours de ce travail, j'ai utilisé les données en X du satellite RHESSI et les données en extrême ultraviolet de l'instrument AIA sur SDO. Dans cette section, je décris brièvement cet instrument avant de résumer les différentes observations de l'éruption solaire.

L'instrument AIA sur SDO

L'instrument AIA (Atmospheric Imager Assembly) sur SDO réalise en particulier des observations du disque solaire dans 7 longueurs d'onde de l'extrême ultraviolet, avec une cadence temporelle d'environ 12 secondes pour chaque filtre. Ces images ont une très bonne résolution spatiale : 1.5 secondes d'angle. Cet instrument permet donc de visualiser le plasma des boucles magnétiques coronales, et de donner une idée de la configuration magnétique dans la couronne au niveau des régions actives. L'évolution de ces structures peut également être étudiée grâce à la bonne cadence temporelle de l'instrument.

Les différentes raies de l'ultraviolet observées par SDO/AIA sont listées dans le tableau 4.2. La plupart de ces raies sont des raies du Fer dans différents états d'ionisation. Le type de région typiquement visible dans les images est décrit pour chaque raie (Lemen et al., 2012).

Canal	Ion dominant	Région observée
304 Å	He II	chromosphère et région de transition
171 Å	Fe IX	couronne calme, région de transition haute
193 Å	Fe XII,XXIV	couronne et plasma chaud des éruptions
211 Å	Fe XIV	couronne des régions actives
335 Å	Fe XVI	couronne des régions actives
94 Å	Fe XVIII	couronne pendant les éruptions
131 Å	Fe VIII,XXI	région de transition, couronne pendant les éruptions

Table 4.2 – Correspondance entre les raies observées et la nature de la région observée dans l'atmosphère solaire (Lemen et al., 2012).

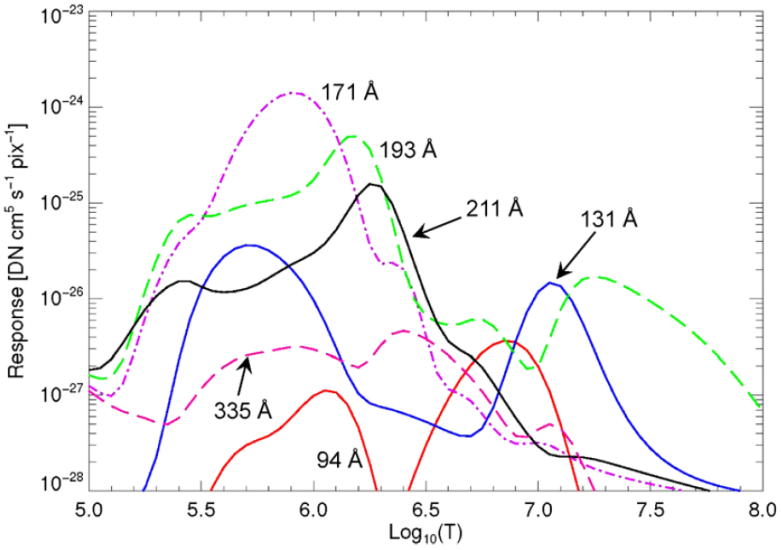


Figure 4.9 – Réponse des 6 canaux UV de AIA dominés par l'ion Fer, en fonction de la température (Lemen et al., 2012).

La réponse des six canaux d'AIA concernés par une raie du Fer, en fonction de la température du plasma, est présentée en figure 4.9. On constate que bien qu'il y ait une température pour laquelle

la réponse dans une longueur d'onde donnée est maximale, pour certains canaux, la réponse est importante pour une large gamme de température. Pour certaines raies (par exemple, 94 Å et 131 Å), on a même deux maxima, et donc deux températures, pour la réponse de l'instrument.

Observations X de l'éruption du 15 février 2011 avec RHESSI

L'évolution du nombre de coups enregistré par RHESSI au cours de l'éruption du 15 février 2011 dans trois bandes d'énergies est présentée en figure 4.10 (ces courbes sont corrigées de l'effet des changements d'atténuateurs). Sur cette figure, les lignes pointillées montrent à quel moment on a reconstruit les images, qui sont présentées en figure 4.11.

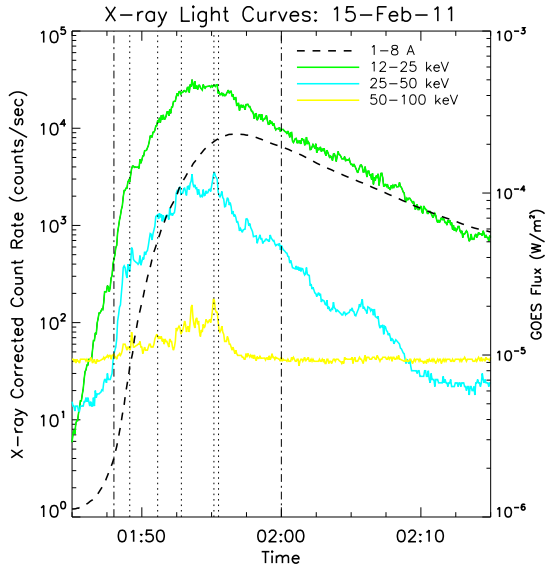


Figure 4.10 – Evolution du nombre de coups enregistrés par RHESSI à 12-25 keV (vert), 25-50 keV (bleu) et 50-100 keV (jaune), ainsi que du flux enregistré par GOES entre 1.0 et 8.0 Å (pointillés). Les lignes pointillées verticales marquent les moments auxquels on a reconstruit les images X avec RHESSI, tandis que les lignes points-tirets marquent le temps des deux cartes magnétiques disponibles à 01:48 et 02:00 TU.

Nous avons choisi de faire des images des sources de rayonnement X au moment des pics d'émission de haute énergie (> 25 keV). Les images reconstruites dans 5 intervalles de temps, avec l'algorithme CLEAN (décrit en section 6.3.3), et sur un intervalle de 16 secondes, sont visibles en figure 4.11.

On constate que l'évolution des sources X est complexe sur la durée de l'éruption solaire, avec notamment le mouvement, la disparition et l'apparition de sources d'une image à une autre. La structure de ces sources X est difficile à comprendre, car beaucoup plus complexe que le cas standard présenté en section 2.4.3. Le détail des observations et des analyses est décrit dans notre article disponible en fin de chapitre.

Afin de déterminer la nature des différentes sources X visibles sur les différentes images présentées, nous avons utilisé trois types d'observations :

- Une analyse spectroscopique permettant de déterminer à partir de quelle énergie le rayonnement X était de nature non-thermique ;
- Une analyse de l'évolution de la taille des sources X en fonction de l'énergie, permettant de distinguer les sources coronales des sources chromosphériques ;
- Une comparaison des sites d'émissions X avec les structures émettant dans le domaine ultraviolet.

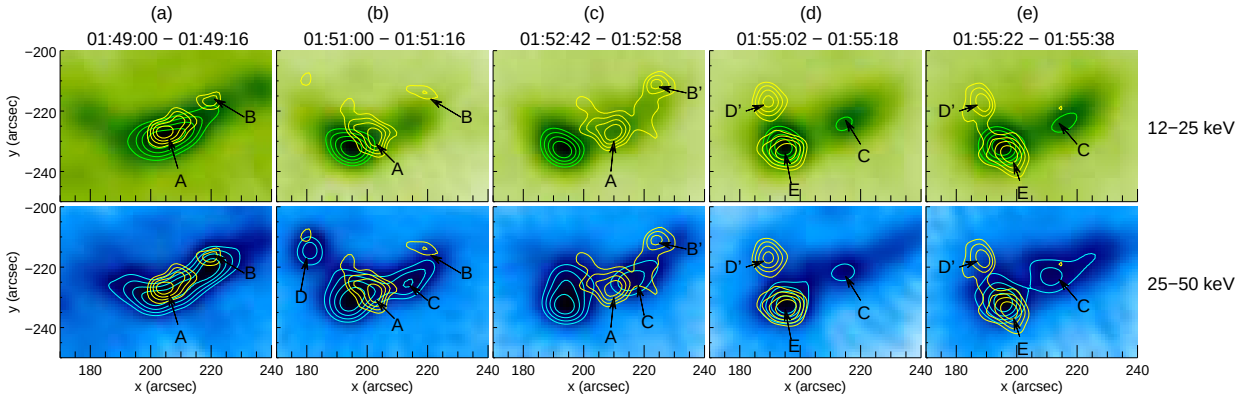


Figure 4.11 – Images reconstruite avec l'algorithme CLEAN à 12-25 keV (vert) et à 25-50 keV (bleu) pour cinq intervalles de temps de 16 secondes. Les contours de chaque images, ainsi que les contours de l'émission à 50-100 keV (jaune), sont superposées sur les images. Les contours représentent 60%, 70%, 80% et 90% du maximum des images.

Ces trois analyses sont résumées dans ce qui suit. Elles permettent de conclure sur la nature chromosphérique ou coronale des différentes sources identifiées en figure 4.11.

L'analyse spectroscopique du rayonnement a été réalisée à différents intervalles de temps au cours de l'éruption. Un exemple de spectre obtenu est visible en figure 4.12. On constate par exemple que l'émission à 25-50 keV est principalement d'origine non-thermique, même lorsqu'il s'agit des sources étendues visibles sur les trois premiers intervalles de temps de la figure 4.11.

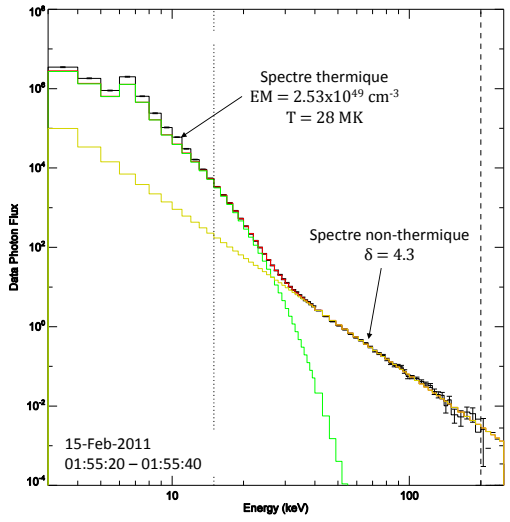


Figure 4.12 – Spectre de photon observé le 15 février 2011 entre 01:55:20 et 01:55:40 TU (en noir). Lors de l'analyse spectrale, ajusté avec une composante thermique (en vert) et une loi de puissance (en jaune). Le spectre total de l'ajustement est en rouge. Le meilleur ajustement est obtenu pour une température de 28 MK, une mesure d'émission de 2.53×10^{49} cm^{-3} et un indice spectral de 4.3.

Afin de déterminer si la source A visible à 50-100 keV est émise au pied ou au sommet d'une boucle coronale, nous nous intéressons à l'évolution de la taille des sources X en fonction de l'énergie. En effet, comme discuté en section 2.4.5, cette évolution n'est pas la même dans le cas d'une source coronale ou d'une source chromosphérique. Comme on peut le voir de manière qualitative sur les deux images à gauche de la figure 4.13, la source alongée est plus étendue à 25-50 keV qu'à 12-25 keV. De manière à avoir une estimation plus précise de la taille des sources, nous utilisons l'algorithme « visibility forward fit », présenté en section 6.3.3, et qui permet de calculer la taille d'une source X (avec son incertitude). Nous avons utilisé cet algorithme pour reconstruire des images.

Afin de garantir un nombre de coup suffisant pour une statistique satisfaisante, les images ont été reconstruites sur des intervalles de 40 secondes (au lieu de 16 secondes comme précédemment). La source ayant une forme allongée et courbée, nous avons adopté cette forme lors de la reconstruction. Les contours obtenus pour l'intervalle (b) sont superposés sur les images CLEAN correspondantes, à droite de la figure 4.13

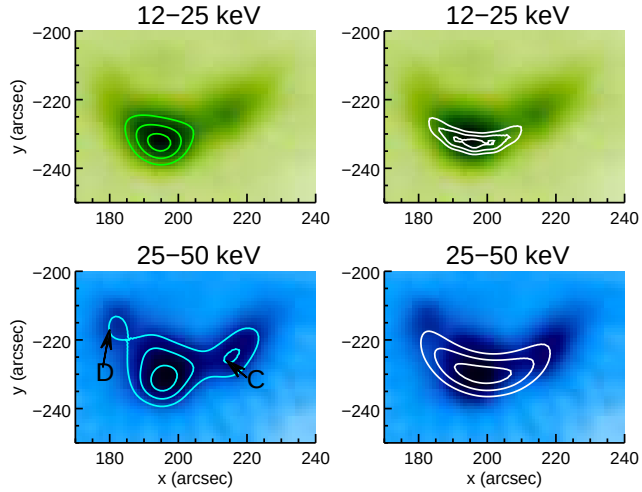


Figure 4.13 – Images et contours des émissions observées par RHESSI à 12-25 keV (vert) et 25-50 keV (bleu) obtenus entre 01:50:48 et 01:51:28 TU avec deux algorithmes différents. A gauche : images et contours à 50%, 70%, et 90% du maximum, reconstruits avec l'algorithme CLEAN. A droite : images reconstruites avec l'algorithme CLEAN et contours des images reconstruites avec l'algorithme « visibility forward fit » (50%, 70% et 90% du maximum).

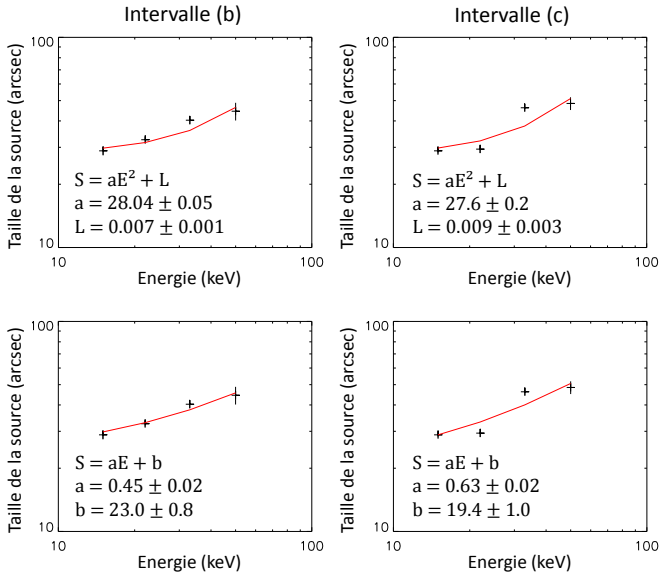


Figure 4.14 – Evolution de la taille des sources (croix noires) en fonction de l'énergie pour les intervalles (b) à gauche et (c) à droite. Courbes du haut : ces données sont ajustée avec le modèle décrit par Xu et al. (2008) : la taille de la source S évolue comme le carré de l'énergie, et la constante L est la taille de la source d'accélération des électrons. En bas, les données sont ajustées par le modèle de Kontar et al. (2014) : la taille de la source S évolue comme l'énergie, avec un coefficient a lié au libre parcours moyen des particules énergétiques et une constante b liée à la taille de la région d'accélération.

Afin d'étudier l'évolution de la taille de cette source en fonction de l'énergie, nous avons reconstruit des images avec l'algorithme « visibility forward fit » à 12-18 keV, 18-26 keV, 26-40 keV et 40-60 keV. La reconstruction a fonctionne pour les intervalles (b) et (c) et les tailles de source obtenues sont résumées dans le tableau 4.3.

On peut clairement constater que la taille des sources augmente avec l'énergie, au moins jusqu'à 60 keV (là où le rayonnement est bien non-thermique). D'autre part, nous avons ajusté les modèles de Xu et al. (2008) et Kontar et al. (2014) sur l'évolution de la taille de ces sources, comme cela est montré en figure 4.14. Les deux modèles semblent compatibles avec les données obtenues, même si

Table 4.3 – Longueur des boucles (en arcseconds) obtenue avec l'algorithme « visibility forward fit » sur des intervalles de temps de 40 secondes centrés autour des intervalles (b) et (c).

	12-18 keV	18-26 keV	26-40 keV	40-60 keV
(b)	28.8 ± 1.4	32.6 ± 1.0	40.4 ± 1.8	44.5 ± 4.3
(c)	28.8 ± 0.85	29.4 ± 1.3	46.3 ± 1.9	48.5 ± 3.4

le meilleur ajustement est obtenu avec le modèle de Kontar et al. (2014). Les valeurs des paramètres obtenus après ajustement sont comparables aux paramètres obtenus par les auteurs dans ces deux études. Ce résultat (l'augmentation de la taille de la source avec l'énergie) montre que la source d'émission à 25-50 keV visible au milieu de cette structure est bien émise au sommet de la boucle (ou de l'ensemble de boucles) et non pas au niveau des pieds de boucle au niveau chromosphérique. De ce fait, cette source est probablement la source émise la plus proche de la localisation de la zone d'accélération des particules.

Comparaison des images X et EUV

Afin de mieux comprendre la structure globale de cette éruption, et de confirmer nos conclusions concernant la nature des sources X, nous allons utiliser les observations en extrême ultraviolet (EUV) faites par l'instrument AIA sur SDO, et les comparer aux émissions X.

Nous nous sommes intéressés aux observations AIA à 94 Å et 335 Å pendant l'éruption solaire, à environ 01:51 TU : ces observations sont présentées en figure 4.15 (à gauche et au milieu, respectivement). On note que certaines sources d'émissions UV sont visibles dans les deux longueurs d'onde (sources entourée en jaune sur l'image du milieu de la figure 4.15), alors qu'une source d'émission UV à 94 Å n'est pas visible à 335 Å(entouré en rouge).

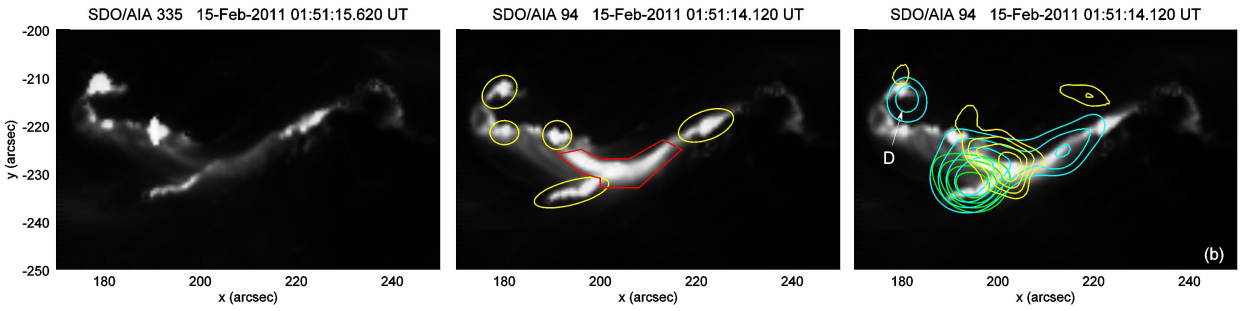


Figure 4.15 – Image de SDO/AIA à 335 Å (gauche), et 94 Å (milieu, droite), autour de 01 :51 :15 UT. Sur l'image du milieu, la région entourée en rouge n'est pas clairement détectée à 335 Å (la température du plasma est donc probablement supérieure à 6 $\times 10^6$ K ; voir l'explication dans le texte) ; les régions entourées en jaunes sont visibles dans les deux longueurs d'onde (la température est donc probablement proche de 1 $\times 10^6$ K). Droite : image SDO/AIA à 94 Å sur laquelle les contours de RHESSI sont superposés. Les contours verts, bleus et jaunes sont les contours des émissions à 12-25 keV, 25-50 keV et 50-100 keV respectivement, intégrés entre 01:51:00 et 01:51:16 UT (ce sont les mêmes contours que pour l'image 4.11).

Si on se refère à la réponse de ces deux canaux présentés en figure 4.9, on peut voir que à 94 Å, la réponse de l'instrument est importante pour deux températures : 1×10^6 K et 6×10^6 K environ. Cependant, la réponse à 335 Å est presque nulle au-delà de 6×10^6 K. Nous en concluons

que les émissions UV visibles dans les deux images sont probablement produites par des régions dont la température du plasma se situe autour de 1×10^6 K, alors que la température du plasma qui n'émet qu'à 94 Åest supérieure à 6×10^6 K. Ces indications permettent de conjecturer que les régions les plus froides (1×10^6 K) sont situées au niveau de la chromosphère, là où l'on a un impact de particules énergétiques, alors que la région à plus de 6×10^6 K est probablement située dans la partie coronale d'une structure magnétique associée à l'éruption, où le plasma a été chauffé.

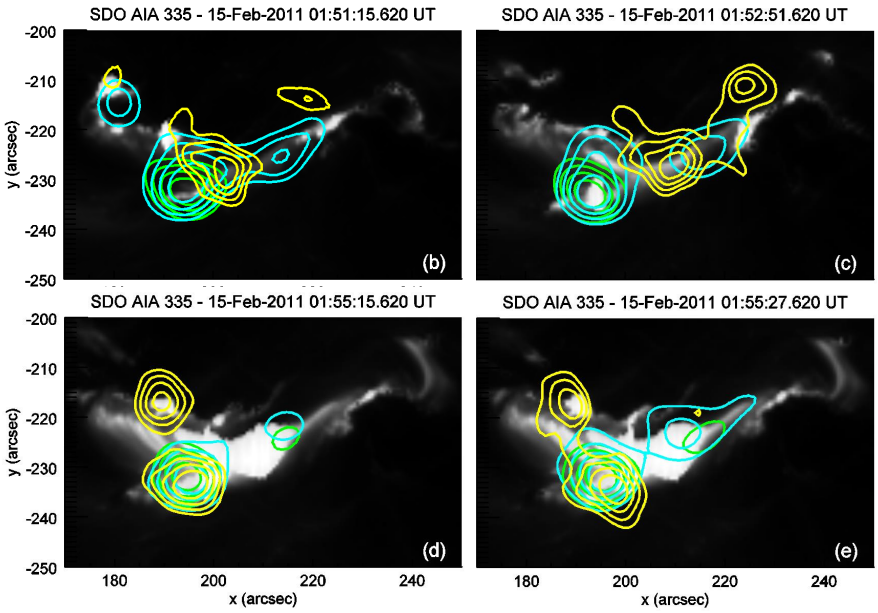


Figure 4.16 – Image de SDO/AIA à 335 Å (niveaux de gris), d'une partie de la région active 11158. Les contours des émissions X observées par RHESSI à 12-25 keV (vert), 25-50 keV (bleu) et 50-100 keV (jaune) à 01:51:08, 01:52:10, 01:55:10 et 01:55:30 UT sont superposés (les contours sont similaires à ceux de la figure 4.11).

Conclusions sur la nature des sources d'émissions X

Comparer ces émissions UV avec les émissions X observées par RHESSI permet donc de discerner les émissions d'origine chromosphérique et les émissions coronales, et de confirmer ce qui est déduit de la mesure de l'évolution des tailles des sources. Sur l'image de droite de la figure 4.15, on a superposé les contours de l'image RHESSI reconstruite à 01:51:08 TU. Deux observations sont à souligner :

- La source allongée visible à 25-50 keV se situe au-dessus de la source de rayonnement à 94 Å qui n'est pas visible à 335 Å. Cela renforce l'idée que ces rayonnements UV et X sont produits au niveau d'une boucle ou d'un ensemble de boucles coronales dont le plasma a été chauffé à une température supérieure à 6 MK lors de l'éruption.

- La source D, visible à 25-50 keV, correspond à une source de rayonnement UV visible dans les deux longueurs d'ondes, et donc probablement d'origine chromosphérique. Cela tend à montrer que la source D est une source de rayonnement X émise au pied d'une boucle magnétique coronale.

L'évolution du rayonnement UV à 335 Å est comparée à l'évolution du rayonnement X au cours des intervalles de temps (b), (c), (d) et (e), en figure 4.16. Il est intéressant de noter la présence de structures visibles en UV, ayant la forme de boucles magnétiques post-éruption, semblant lier les deux sources de rayonnement à 50-100 keV sur l'image de l'intervalle (d) (cela est encore visible sur l'image de l'intervalle e). Cela confirme que ces deux sources (sources D' et E) ont une origine chromosphérique et sont émises aux pieds d'une structure de boucle.

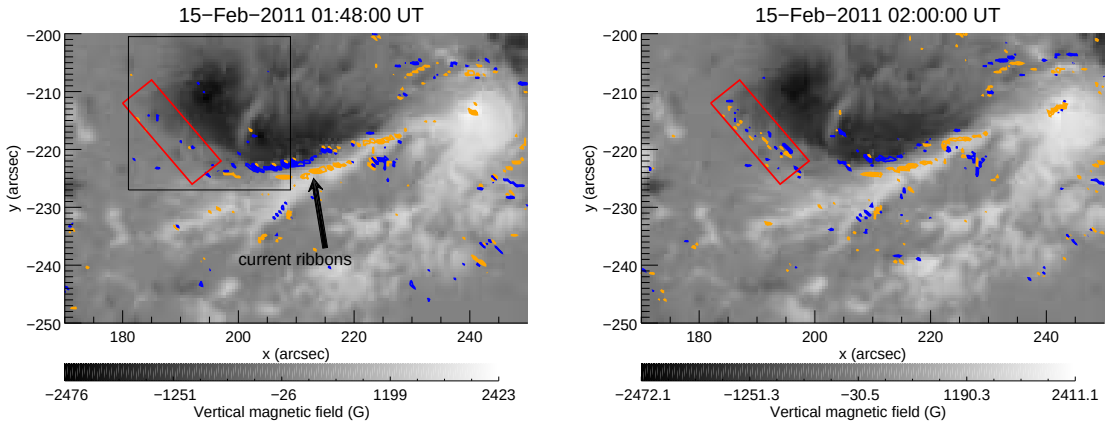


Figure 4.17 – Carte de champ magnétique vertical (niveaux de gris) de SDO/HMI, montrant une partie de la région active 11158, à 01:48 TU (gauche) et 02:00 TU (droite). Les contours oranges et bleus représentent les densités de courants électriques verticaux positifs et négatifs respectivement, dont l'amplitude est supérieure à 100 mA/m^2. La flèche noire dans l'image de gauche désigne les rubans de courant qui s'étendent de 195 arcsec à 230 arcsec dans la direction x, et de -220 arcsec à -230 arcsec dans la direction y. La zone entourée en rouge permet de souligner la principale évolution entre les deux cartes : dans cette zone, le total des courants négatifs varie de -974.9×10^9 A à -1062×10^9 A, et le total des courants positifs passe de $+616.9 \times 10^9$ A à $+762.4 \times 10^9$ A. L'augmentation totale de la densité de courant dans cette zone est donc de 232 $\times 10^9$ A. Cela représente une augmentation de 15% de la densité de courant totale dans cette zone.

4.4.2 Superpositions entre courants électriques et émissions X

Densité de courants électriques photosphériques dans la région 11158 au moment de l'éruption

Sur la figure 4.17, les composantes verticales du champ magnétique et de la densité de courant sont tracés à 01:48 et 02:00, soit juste avant et juste après le pic de l'éruption (voir figure 4.10). Le champ de vue représente la partie centrale de la région active, où a eu lieu l'éruption. On y voit deux polarités magnétiques opposées (en noir et blanc). Les contours oranges et bleux représentent les densités de courants positives et négatives d'amplitude supérieure à 100 mA/m^2. Des structures de courants allongées le long de la ligne d'inversion de polarité magnétique sont visibles : ce sont les rubans de courant.

Entre les deux cartes, le champ magnétique vertical n'évolue presque pas, et les rubans de courants verticaux restent visibles. Cependant, une différence notable est visible dans la zone encadrée en rouge : en effet, dans cette zone, l'amplitude des courants augmentent de 15 % entre les deux cartes. Notons qu'une variation de la densité de courants verticaux correpond à une évolution du champ magnétique transverse.

Comparaison entre émissions X et courants électriques photosphériques

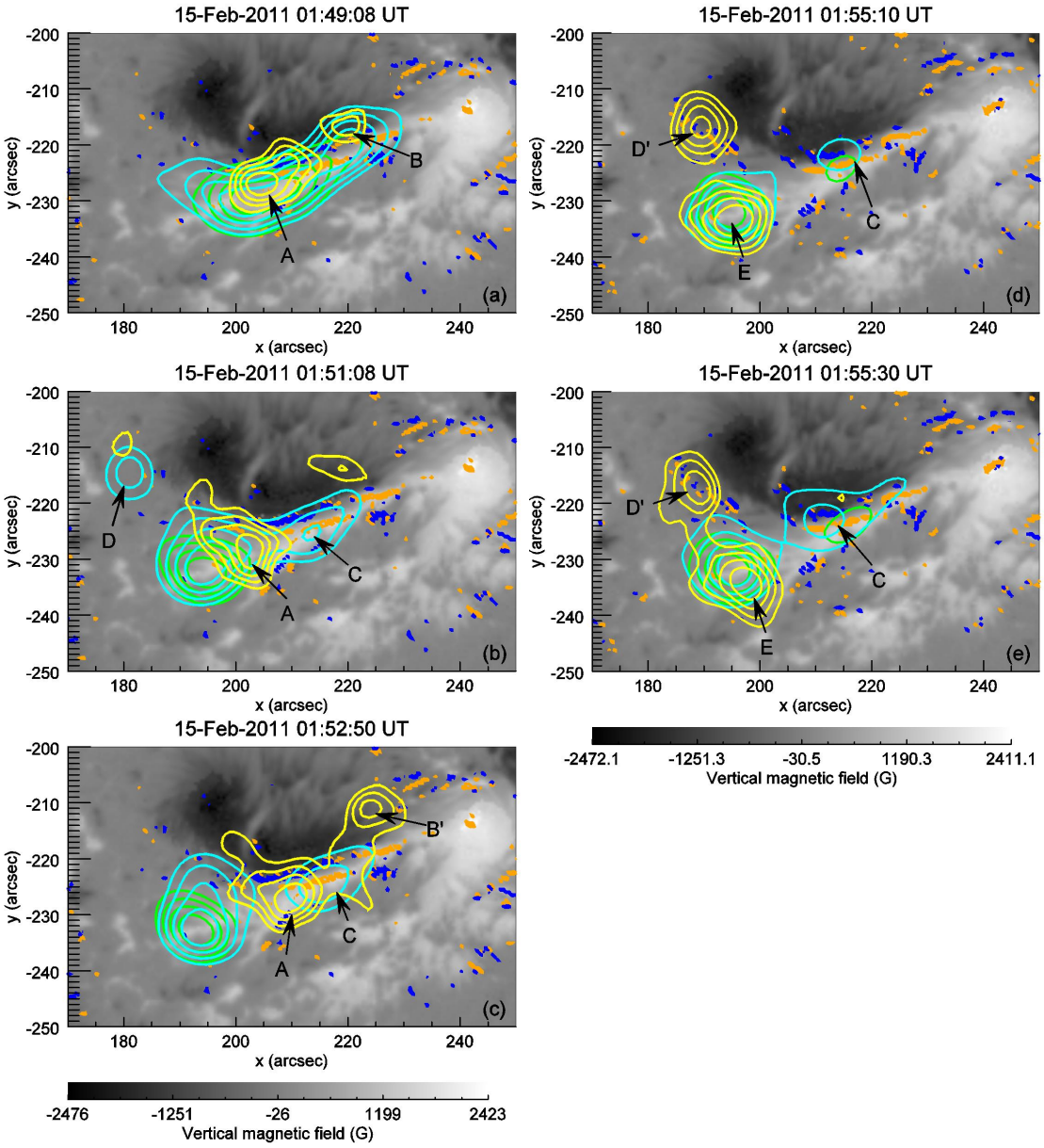


Figure 4.18 – Carte de champ magnétique vertical (niveaux de gris) de SDO/HMI, montrant une partie de la région active 11158, à 01:48 TU (gauche) et 02:00 TU (droite). Les contours oranges et bleus représentent les densités de courants verticaux positifs et négatifs, respectivement, et dont l'amplitude est supérieure à $> 100\ mA/m^2$. Les contours verts, cyan et jaunes sont les contours des émissions X à 12-25 keV, 25-50 keV et 50-100 keV respectivement, intégré entre (a) 01:49:00 et 01:49:16, (b) 01:51:00 et 01:51:16, (c) 01:52:42 et 01:52:58, (d) 01:55:02 et 01:55:18, et (e) 01:55:22 et 01:55:38 UT. Les contours correspondent à 60, 70, 80 et 90 % du maximum d'émission X.

La superposition des émissions X (visibles en figure 4.11) aux cartes de champ magnétique et de densité de courant (présentées en figure 4.17) est visible en figure 4.18. Afin de réaliser la superposition des données X, dans le plan du ciel, sur les cartes de champ magnétique et de

courants, tracées dans le référentiel héliographique, un changement de coordonnées a été effectué. Ce changement de coordonnée est décrit dans l'annexe du papier en fin de chapitre, et n'est valide que pour les régions situées proches du centre du disque solaire.

Pour l'intervalle de temps (a), les émissions X coronales se situent au-dessus des rubans de courants (et de la ligne d'inversion de polarité magnétique). Les émissions X sont principalement des sources coronales, comme discuté auparavant (à l'exception de la source B). Ces émissions X évoluent au cours du temps, de nouvelles sources apparaissent à haute énergie : les sources B', D' et E à 50-100 keV, D et E à 25-50 keV. Ces différentes sources sont d'origine chromosphériques, émises aux pieds de boucles coronales.

Il est intéressant de noter que les sources D/D' sont apparues au-dessus de la zone où une augmentation des courants verticaux a été notée entre les deux cartes magnétiques à 01:48 et 02:00. On a donc une évolution commune entre les émissions X (apparition d'une source) et les courants électriques (augmentation) au cours de l'éruption solaire. Avec une cadence temporelle de 12 minutes, il n'est pas possible de savoir si l'augmentation de courants survient avant ou après l'apparition de la nouvelle source de rayonnements X.

4.4.3 Résultats et interprétation

Les deux résultats notables de cette étude sont les suivants :

1. Les émissions X coronales sont localisées au-dessus des rubans de courants (zones où la densité de courant est très forte)

2. Une source d'émission X apparaît au cours de l'éruption dans une zone où la densité de courant augmente à peu près au même moment : c'est une évolution commune des courants et des émissions X.

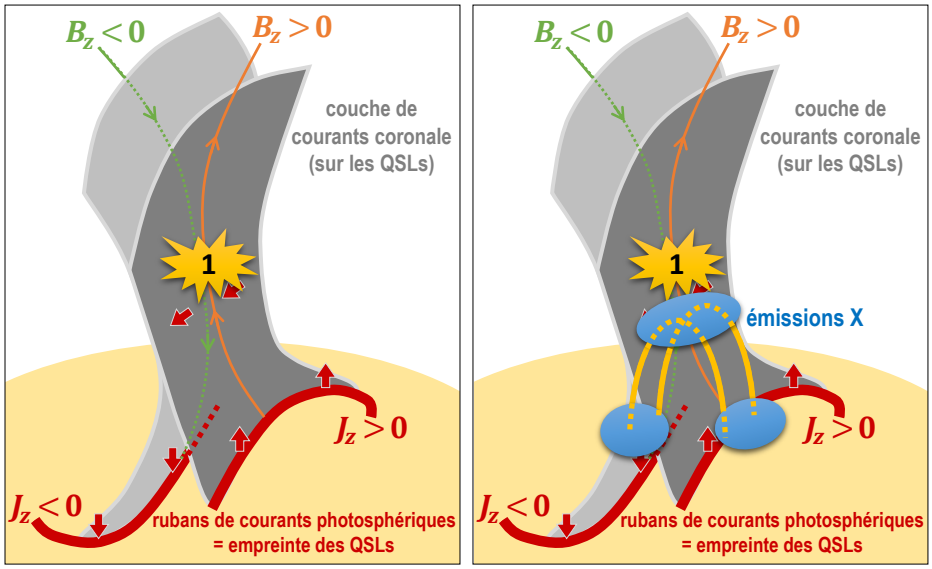
Notons qu'il s'agit de la première observation d'une évolution commune des courants photosphériques et des émissions X lors d'une éruption solaire. Cette évolution des courants est observée entre deux magnétogrammes encadrant le pic d'émissions X, mais la cadence de l'instrument HMI, de 12 minutes, ne permet pas d'établir si les deux évolutions sont simultanées ou non.

Ces deux observations sont interprétées dans le cadre des processus de reconnexion magnétique qui accompagnent la dissipation d'énergie magnétique dans la couronne, au voisinage d'une couche de courant, associée à une surface quasi-séparatrice. Cette interprétation est détaillée dans l'article en fin de chapitre, et résumée ici.

Les rubans de courants observés et mis en évidence sur la figure 4.17 sont les traces photosphériques des couches de courant verticales qui s'étendent au-dessus, et notamment dans la couronne solaire. Le déroulement de l'éruption solaire et de la reconnexion magnétique tels que nous les imaginons est détaillé sur une suite de schémas en figure 4.19. La reconnexion magnétique a préférentiellement lieu au niveau de surfaces quasi-séparatrices et donc au voisinage de couches de courant coronales.

La dissipation d'énergie et le phénomène de reconnexion magnétique ont lieu dans un premier site situé au niveau de la couche de courant : on a alors accélération de particules dans cette première structure, et les électrons énergétiques se propagent dans des structures magnétiques fermées liées à ce site de reconnexion. La source coronale d'émissions X est située proche du site de reconnexion et donc de la couche de courant coronale. Cela justifie la corrélation spatiale entre cette source X et les rubans de courants électriques mesurés dans la photosphère. D'autre part, les émissions en pieds de boucle ne sont pas forcément exactement au-dessus de ces rubans photosphériques car on a une distance plus importante entre le site d'accélération et le site d'émissions X. Notons que cette

observation est en accord avec les observations de Romanov & Tsap (1990), Canfield et al. (1992), Li et al. (1997), montrant un décalage entre les maxima de densité de courants et les émissions X.



1- Reconnexion magnétique au niveau de la couche de courants : accélération de particules

2- Ces électrons énergétiques se propagent, subissent des collisions et émettent des rayonnements X

3- Un deuxième site est le siège de reconnexion magnétique, plus tard pendant l'éruption solaire : on a donc un deuxième site d'accélération de particules

4- Les électrons énergétiques sont injectés dans une nouvelle structure magnétique : on observe de nouvelles sources X

Figure 4.19 – Schéma illustrant l'interprétation du déroulement de l'éruption du 15 février 2011 (simplifié). Le schéma est adapté de la figure 7 de Janvier et al. (2014).

La région de reconnexion magnétique évolue ensuite vers un second site, éloigné du premier, et accompagnée d'une injection des électrons énergétiques dans une structure magnétique différente. Cela permet d'expliquer l'apparition de nouvelles sources d'émissions X. La nouvelle structure ma-

gnétique peut être perturbée lors de ce phénomène de reconnexion magnétique, au point de changer la distribution des courants électriques, à la fois dans la couronne mais même au niveau de la photosphère (de tels changements ont été observés lors de simulations, voir par exemple Janvier et al., 2014), au niveau du pied de la boucle. Cela explique qu'on observe au même endroit (au niveau d'un pied de la nouvelle structure magnétique impliquée), à la fois une source d'émissions X produite par des électrons énergétiques précipités dans la chromosphère, et un changement de la distribution de courants électriques au niveau de la photosphère. Comme cela a été noté par Janvier et al. (2014), l'augmentation de courants électriques observée n'est qu'un phénomène local, car d'un point de vue global, lors de la dissipation d'énergie magnétique libre, le champ magnétique devient plus potentiel et les courants électriques diminuent.

4.5 Lien entre courants électriques et émissions X dans 4 autres éruptions de classe X

Nous avons voulu étendre l'étude précédente à d'autres éruptions similaires, c'est-à-dire de classe GOES X, afin de vérifier que les relations observées entre courants électriques photosphériques et sites d'émissions X étaient similaires pour d'autres éruptions de ce type. Dans cette section sont présentés les résultats préliminaires de cette étude.

4.5.1 Sélection des données

Nous avons sélectionné les éruptions de classe X qui se sont produites depuis 2011, date à laquelle l'instrument HMI a été mis en fonctionnement, en utilisant la liste se trouvant à l'adresse suivante : www.lmsal.com/∼aschwand/RHESSI/flare_energetics.html. Parmi les 30 éruptions solaires de classe X recensées entre le 1er juin 2010 et le 31 mars 2014, certaines n'ont pas été observées par RHESSI, dû aux périodes de nuits, de SAA [1] et de recuit des détecteurs (voir section 6.1.2). Enfin, nous ne sélectionnons que les éruptions qui sont localisées près du centre du disque solaire, là où les champs magnétiques sont mieux mesurés. Quatre éruptions de classe X correspondent à ces critères : les éruptions du 9 mars 2011, du 6 septembre 2011, du 12 juillet 2012 et du 29 mars 2014.

Pour chacune de ces éruptions, nous avons cherché à répondre aux questions suivantes :

- Observe-t-on des évolutions de la densité de courants photosphérique au cours de l'éruption ? Dans quelle région et de quelle manière se manifeste cette évolution ?
- Quelle est la morphologie des émissions X produites lors de l'éruption ? Quelle est l'évolution temporelle de ces sources ?
- Quel est le lien entre les sources d'émissions X, les fortes densités de courants et les zones d'évolutions des courants au cours de l'éruption ?

4.5.2 Analyse des cartes de courants

Afin de répéter l'analyse présentée en section 4.4 sur plusieurs éruptions, j'ai automatisé en partie la recherche d'évolution des courants. Cette recherche se base sur l'évolution des courants sur plusieurs cartes (évolution temporelle). J'ai cherché à détecter des changements soudains au moment de l'éruption : je sélectionne donc des régions pour lesquelles la somme des courants est

1. South Atlantic Anomaly

stable avant l'éruption, évolue au moment de l'éruption et reste stable après. La stabilité d'une région est caractérisée par l'écart-type sur l'ensemble des mesures dans l'intervalle de temps considéré. Un exemple d'une telle évolution est présenté en figure 4.20.

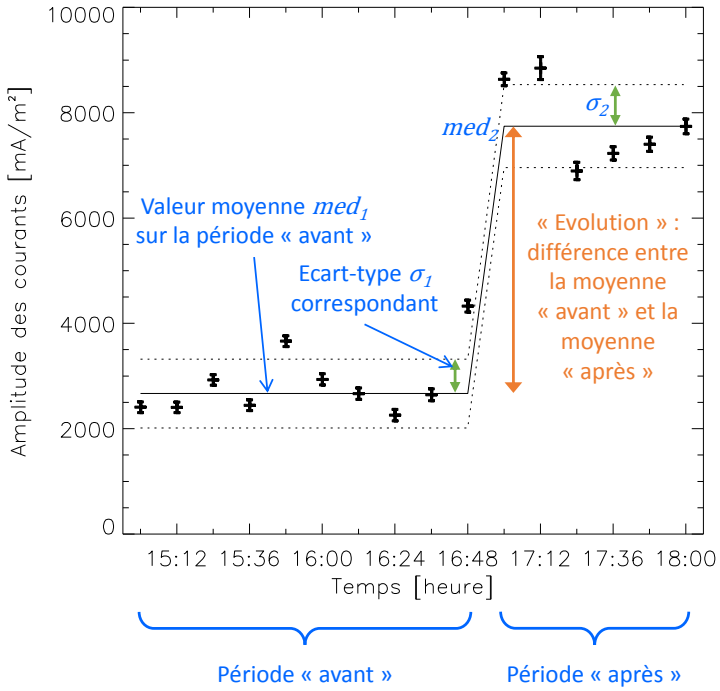


Figure 4.20 – Evolution temporelle de la somme des courants dans une région donnée. Les croix représentent la valeur de la somme des courants mesurée sur les différentes cartes disponibles, l'erreur sur la mesure est $\sigma\sqrt{N}$, avec σ l'erreur sur la mesure des courants et N le nombre de pixels dans la région. La ligne continue représente la moyenne des mesures avant l'éruption et après l'éruption ; les lignes pointillées représentent l'écart-type sur l'ensemble des points avant et après l'éruption.

L'écart-type σ est évalué, pour chaque carte de courants, dans une zone de la carte de courants où on n'a à priori que des fluctuations statistiques autour d'une valeur nulle. On considère que l'erreur sur la valeur de la densité de courant dans un pixel est σ.

La recherche des évolutions de courants permet de trouver, pour différents groupes de pixels, des régions qui répondent donc à deux critères : une stabilité avant et après l'éruption (i.e., un écart-type plus petit qu'une valeur critique, par exemple $k\sigma$ avec k entre 1 et 3) ; et une évolution importante des courants au moment de l'éruption (la différence entre la moyenne avant et la moyenne après l'éruption plus grande qu'une valeur critique, par exemple $n\sigma$ avec $n = 5$, 8 ou 10).

La recherche automatisée d'évolutions de courants suit donc le schéma suivant :

1. Rotation des cartes magnétiques à une même heure pour qu'elles soient alignées ; vérification de l'alignement de ces cartes notamment en comparant le champ magnétique ; rebin de toutes les cartes pour que le nombre de pixels soit bien le même pour chaque carte.

2. Choix d'une zone où on n'a presque pas de courants, calcul de l'écart-type σ dans cette zone pour toutes les cartes.

3. Découpage d'une même zone (zone d'intérêt) dans toutes ces cartes, et création d'un cube les contenant. Chaque carte du cube est une carte de cette zone d'intérêt à une heure différente.

4. Choix de l'heure H à laquelle on s'attend à un changement des courants : généralement, l'heure à laquelle on observe le pic d'émissions X.

5. Choix de la taille du groupe de pixels (dimensions n_x et n_y en x et y). Pour chaque groupe de pixels de taille n_x et n_y de la carte, on fait l'analyse suivante :

6. Calcul de la médiane med_1, med_2 et de l'écart-type σ_1, σ_2 de la valeur de la densité de courant dans les groupes de pixels avant et après H

7. Sélection des groupes de pixels pour lesquels on a $\sigma_1 < k\sigma$ et $\sigma_2 < k\sigma$ (condition de stabilité)

8. Sélection des groupes de pixels pour lesquels on a $|med_2 - med_1| > n\sigma$ et $> n' \times max(\sigma_1, \sigma_2)$ (évolution importante)

Cette procédure est réalisée pour différentes valeurs de n_x et n_y (typiquement, allant de 2 à 16) afin de couvrir des régions de différentes tailles. En général, en choisissant $n = n' = 5$, plusieurs dizaines de régions sont sélectionnées. J'ai choisi d'augmenter la valeur de n et n' jusqu'à ce qu'il ne reste que quelques régions où l'évolution des courants est la plus importante dans la région active. La sélection finale des régions considérées est faite en regardant les données et n'est plus automatique.

Cette procédure est réalisée sur les cartes de courants, mais également sur les cartes de l'amplitude des courants et sur les cartes de courants signés. En effet, il est possible d'observer plusieurs évolutions dans les cartes de courants :

- L'évolution de la somme des courants $\Sigma J_+ + \Sigma J_-$ dans une région donnée.

- L'évolution de la somme de la valeur absolue des courants $\Sigma |J_+| + \Sigma |J_-|$ dans une région donnée, appelée dans ce manuscrit évolution de l'amplitude des courants.

- L'évolution de la somme des courants signés dans une région donnée. Les courants signés sont définis de la manière suivante : ils ont la même amplitude que les courants mesurés, mais leur signe peut varier en fonction de la valeur du champ magnétique vertical au même endroit. Lorsque le courant mesuré et le champ magnétique sont de même signe, le courant signé associé est positif ; si ils sont de signe contraire, le courant signé est négatif.

Une des questions concernant ce type d'étude est en effet de déterminer quel est le meilleur critère à considérer : une augmentation ou diminution des courants peut se manifester par une variation de l'amplitude des courants, telle qu'observée lors de l'éruption du 15 février 2011. Cependant, un changement de signe des courants peut avoir pour conséquence une évolution de la somme des courants sans pour autant faire évoluer leur amplitude ; et une telle évolution peut tout aussi bien être la conséquence d'une restructuration de la densité de courants dans le volume considéré.

Dans cette thèse, la recherche d'évolutions dans les courants se focalise en premier lieu sur l'évolution de l'amplitude des courants ; cette mesure est indépendante des courants et permet de rechercher des évolutions réelles de la quantité de courants. Afin d'explorer toutes les possibilités, l'évolution de la somme des courants mesurés et des courants signés a également fait l'objet d'une recherche.

La méthode de détection semi-automatique des évolutions de courants comporte des biais : en effet, la condition de stabilité est un peu stricte et limite les possibles évolutions aux régions pour lesquelles la valeur des courants ne change ni avant, ni après l'éruption, mais seulement au moment de l'éruption. Nous recherchons ce type d'évolution car nous voulons trouver des changements « permanents » comme celui observé lors de l'éruption du 15 février 2011. D'autre part, nous n'examinons ici que des régions de forme rectangulaire, alignées selon les axes x et y.

4.5.3 Emissions X et courants électriques

Dans cette section, les analyses menées pour chaque éruption sont présentées.

Eruption du 9 mars 2011

Les observations X de l'éruption du 9 mars 2011 sont présentées en figure 4.21. Des images ont été reconstruites dans deux intervalles de temps, l'un autour de 23:20:35 et l'autre autour de 23:21:10. Ces deux moments correspondent à deux pics visibles dans l'évolution des coups observés par RHESSI entre 50 et 100 keV. Pour le premier intervalle, deux sources sont visibles dans chaque bande d'énergie ; la source située la plus au nord étant la plus intense. Dans le deuxième set d'images, on a l'impression que la source à 12-25 keV est plus allongée et ne compte qu'un maximum, tandis qu'à plus haute énergie, les sources se sont un peu complexifiées. A 25-50 keV, la source d'émission compte deux maxima et s'étend vers le sud-ouest ; à 50-100 keV, deux sources sont visibles mais la source située la plus au nord a translaté d'environ 15 secondes d'angle vers le sud-est.

La configuration magnétique de cette région, visible en figure 4.22, semble particulièrement compliquée car plusieurs lignes d'inversion de polarité magnétique sont présentes, dû à un certain entremêlement de polarités négatives et positives. Il y a donc de nombreux rubans de densité de courants. Des évolutions de courants ont été remarquées dans plusieurs régions.

La comparaison entre les sites d'émissions X et les rubans de courants est visible en figure 4.23. Les émissions X sont situées exactement au-dessus d'une partie des rubans de courant. Cinq des six régions où une évolution des courants est visible sont localisées proches des extrémités des sources X ; tandis que la sixième région d'évolution des courants est localisée au milieu de ces émissions X.

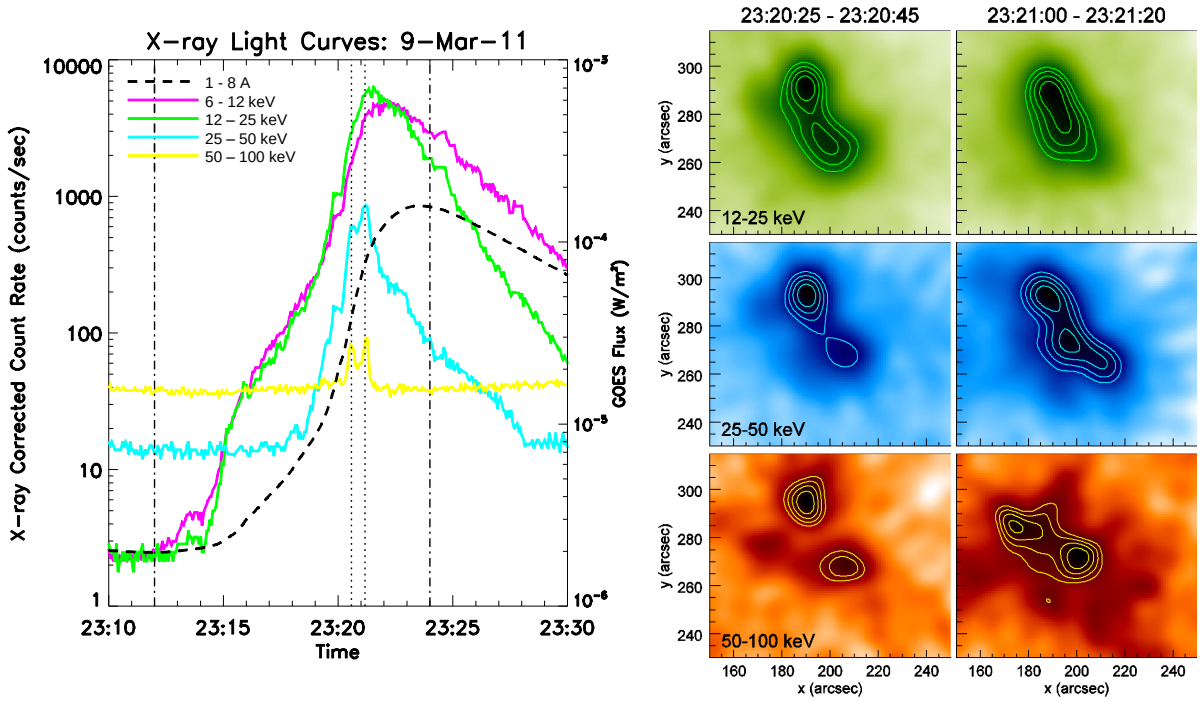


Figure 4.21 – Observations de l'éruption du 9 mars 2011 par RHESSI. A gauche, évolution temporelle du nombre de coups observés dans différentes bandes d'énergies, ainsi que l'évolution temporelle du flux enregistré par GOES (pointillé). Les deux lignes pointillées verticales marquent les heures auxquelles des images ont été reconstruites ; les deux lignes en point-tiret représentent les heures auxquelles on dispose d'une carte magnétique de HMI. A droite, images reconstruites aux horaires indiqués, dans trois bandes d'énergies, avec l'algorithme CLEAN, en utilisant tous les détecteurs sauf les deux premiers, pour des intervalles de temps de 20 secondes. Les contours représentent 60, 70, 80 et 90 % du maximum de l'image.

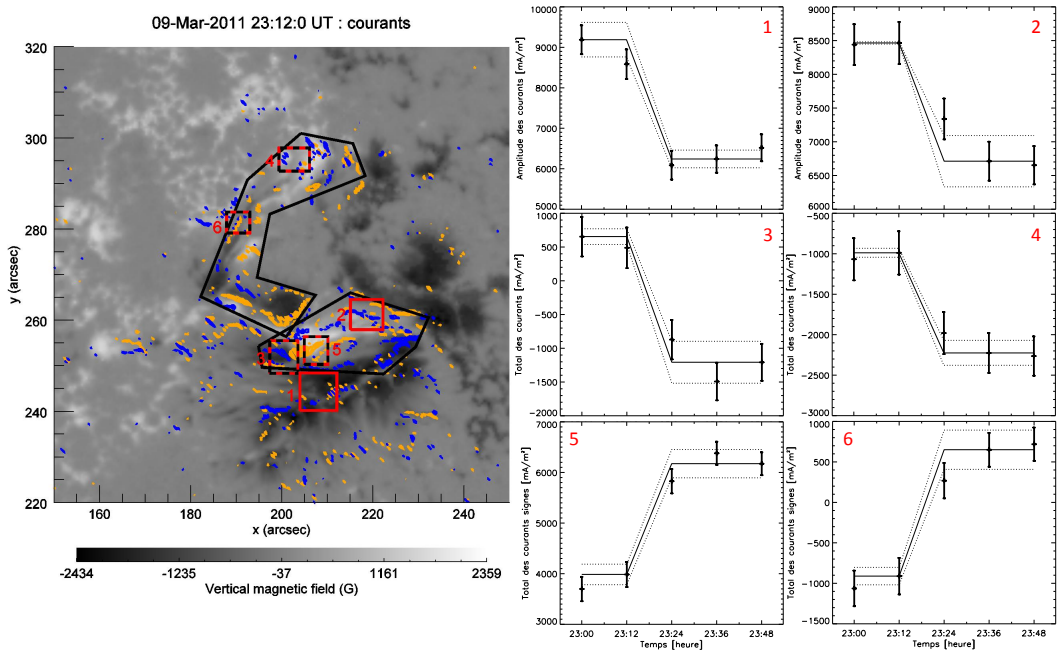


Figure 4.22 – Distribution et évolution des courants dans la région active. A gauche, carte du champ magnétique vertical en niveaux de gris, et densités de courants verticaux positifs (contours oranges) et négatifs (contours bleus) dont l'amplitude est supérieure à 80 mA/m^2. Les rubans de courants principaux sont entourés en noir. A droite, évolution des courants au cours du temps dans les cinq zones encadrées sur la carte. On a une évolution de l'amplitude des courants dans les zones 1 et 2 (en rouge), et une évolution des courants totaux dans les zones 3, 4, 5 et 6 (en rouge et noir). Dans le cas des zones 5 et 6, l'évolution concerne les courants signés.

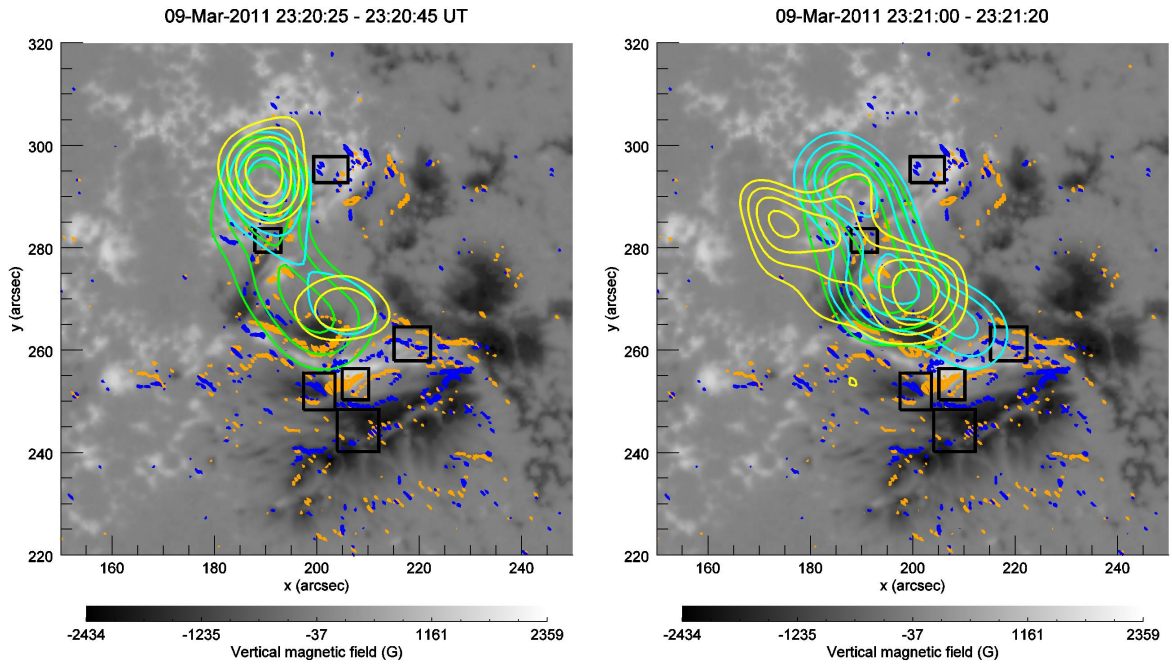


Figure 4.23 – Superposition des images X sur la carte magnétique. Les contours X à 12-25 keV (vert), 25-50 keV (cyan) et 50-100 keV (jaune) correspondent aux images décrites en figure 4.21. Les cinq zones pour lesquelles on a une évolution des courants (voir figure 4.22) sont encadrées en noir.

Eruption du 6 septembre 2011

Les observations X de l'éruption du 6 septembre 2011 sont présentées en figure 4.24. On remarque une seule source à basse énergie (12-25 keV), et deux sources à plus haute énergie (50-100 keV), situées aux extrémité de la source à basse énergie. Ce type d'observation correspond au cas classique, d'une source coronale visible à basse énergie, et de deux sources sitées aux pieds de la structure coronale, et visibles à plus haute énergie. On remarque que la structure visible en X est translatée entre la première image, réalisée autour du 22:19 (premier pic à haute énergie visible dans l'évolution temporelle des coups de RHESSI) et la deuxième image, réalisée autour de 22:22, et correspondant à un deuxième pic visible dans l'évolution des coups à 25-100 keV.

Comme on peut le voir sur la figure 4.26, à 22:19, les émissions X sont émises à côté des rubans de courants mis en valeurs dans la figure 4.25, à une distance d'environ 7 secondes d'angle. Cependant, à 22:22, les sources X se sont déplacées et sont alors cospatiales avec ces fortes densités de courant. De plus, l'une des émissions aux pieds (à haute énergie) correspond à une zone où les courants ont connu une augmentation au moment de l'éruption (en valeur absolue, zone 1 sur la figure 4.25).

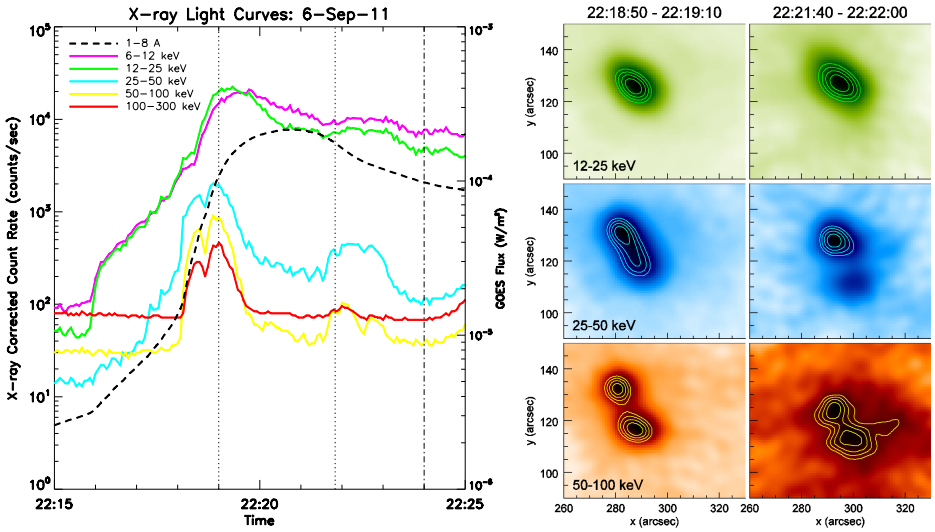


Figure 4.24 – Observations de l'éruption du 6 septembre 2011 par RHESSI. A gauche, évolution temporelle du nombre de coups observés dans différentes bandes d'énergies, ainsi que l'évolution temporelle du flux enregistré par GOES (pointillé). Les deux lignes pointillées verticales marquent les heures auxquelles des images ont été reconstruites ; la ligne en point-tiret représentent l'heure à laquelle on dispose d'une carte magnétique de HMI. A droite, images reconstruites aux horaires indiqués, dans trois bandes d'énergies, avec l'algorithme CLEAN, en utilisant tous les détecteurs sauf le premier, pour des intervalles de temps de 20 secondes. Les contours représentent 60, 70, 80 et 90 % du maximum de l'image.

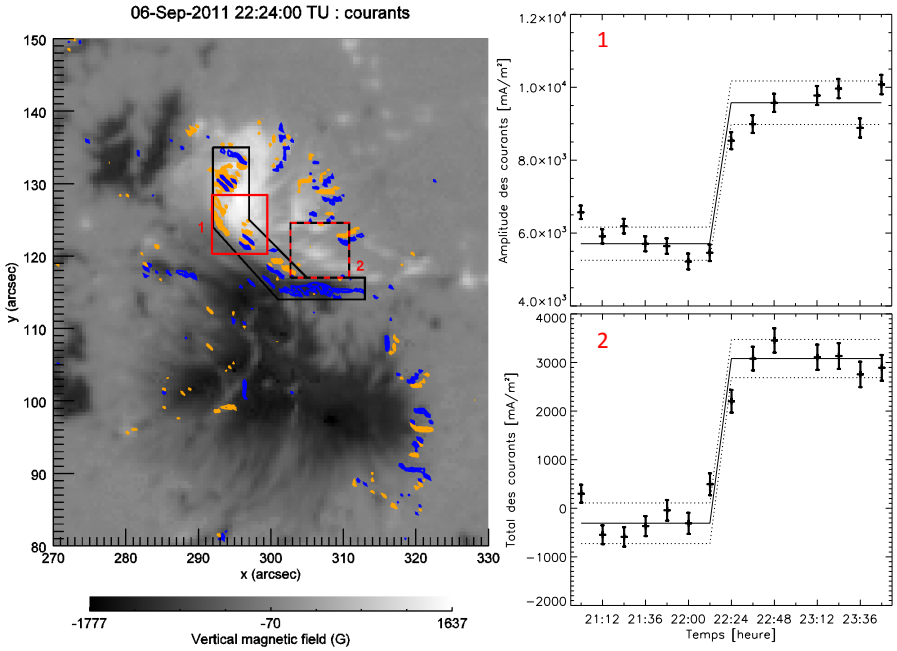


Figure 4.25 – Distribution et évolution des courants dans la région active. A gauche, carte du champ magnétique vertical en niveaux de gris, et densités de courants verticaux positifs (contours oranges) et négatifs (contours bleus) dont l'amplitude est supérieure à 70 mA/m^2. Les rubans de courants principaux sont entourés en noir. A droite, évolution des courants au cours du temps dans les deux zones encadrées sur la carte. On a une évolution de l'amplitude des courants dans la zone 1 (en rouge), et une évolution des courants totaux dans la zone 2 (en rouge et noir).

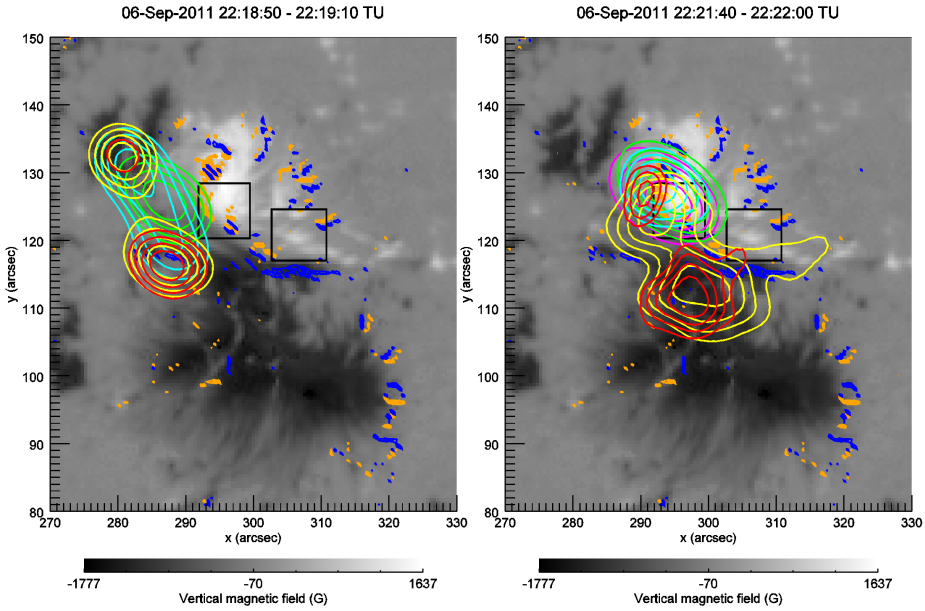


Figure 4.26 – Superposition des images X sur la carte magnétique. Les contours X à 12-25 keV (vert), 25-50 keV (cyan), 50-100 keV (jaune) et 100-300 keV (rouge) correspondent aux images décrites en figure 4.24. Les deux zones pour lesquelles on a une évolution des courants (voir figure 4.25) sont encadrées en noir.

Eruption du 12 juillet 2012

Les observations X de l'éruption du 12 juillet 2012 sont présentées en figure 4.27. Il s'agit d'une éruption dont la durée est particulièrement longue : le tout début de l'éruption n'a pas été observé car l'instrument RHESSI était dans une période de nuit. Néanmoins, nous avons observé le pic de cette éruption. On note que les émissions X sont importantes sur plusieurs dizaines de minutes. Des images ont été réalisées autour de 16:40 et 16:50:30. Pour le premier intervalle de temps, on observe une source étendue à basse énergie, encadrée par deux sources plus petites à haute énergie : cela correspond aux observations typiques d'une source coronale à basse énergie encadrées par des sources de plus hautes énergies émises aux pieds de la structure coronale. Au deuxième intervalle de temps, une seule source de pied de boucle est alors visible.

La figure 4.28 montre que la distribution des courants dans cette région active est complexe, et trois zones contenant des densités de courants particulièrement fortes ont été soulignées. Deux d'entre elles sont situées au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique dans la région. Une évolution des courants est notée dans trois zones, comme montré sur la figure.

La comparaison entre les sites d'émissions X et les densités de courants est visible en figure 4.29. La source d'émissions à 12-25 keV est très étendue, située en périphérie d'une des zones de forte densité de courants. Le centroide de cette source est situé très proche de la zone 2 pour laquelle on a une importante évolution des courants pendant l'éruption : la somme des courants passe de 500 mA/m^2 en moyenne avant l'éruption à une moyenne d'environ -1400 mA/m^2 après (voir figure 4.28).

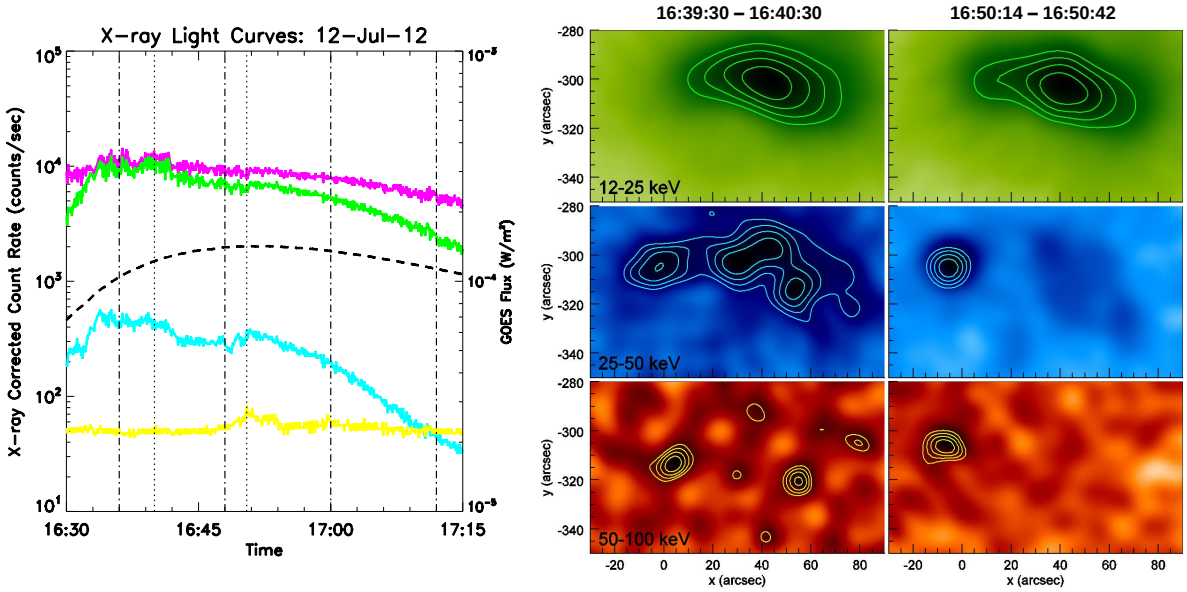


Figure 4.27 – Observations de l'éruption du 12 juillet 2012 par RHESSI. A gauche, évolution temporelle du nombre de coups observés dans différentes bandes d'énergies, ainsi que l'évolution temporelle du flux enregistré par GOES (pointillé). Les deux lignes pointillées verticales marquent les heures auxquelles des images ont été reconstruites ; les quatre lignes en point-tiret représentent les heures auxquelles on dispose d'une carte magnétique de HMI. A droite, images reconstruites aux horaires indiqués, dans trois bandes d'énergies, avec l'algorithme CLEAN, en utilisant tous les détecteurs sauf les deux premiers, pour des intervalles de temps de 20 secondes. Les contours représentent 60, 70, 80 et 90 % du maximum de l'image.

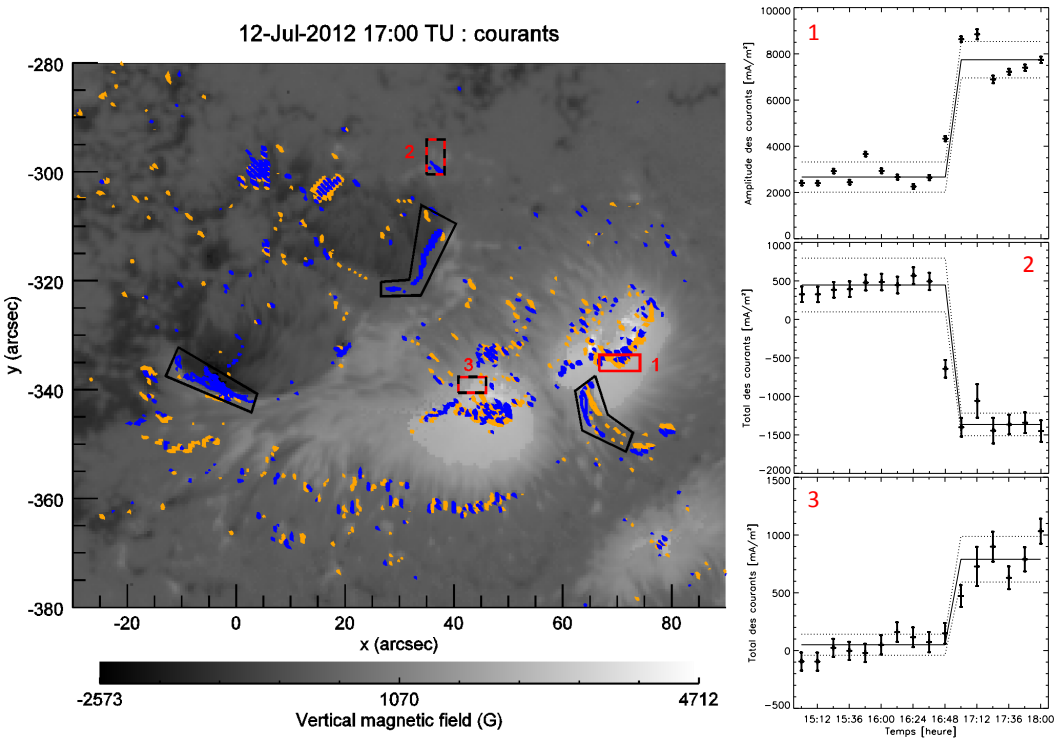


Figure 4.28 – Distribution et évolution des courants dans la région active. A gauche, carte du champ magnétique vertical en niveaux de gris, et densités de courants verticaux positifs (contours oranges) et négatifs (contours bleus) dont l'amplitude est supérieure à 80 mA/m^2. Les rubans de courants principaux sont entourés en noir. A droite, évolution des courants au cours du temps dans les trois zones encadrées sur la carte. On a une évolution de l'amplitude des courants dans la zone 1 (en rouge), et une évolution des courants totaux dans les zones 2 et 3 (en rouge et noir).

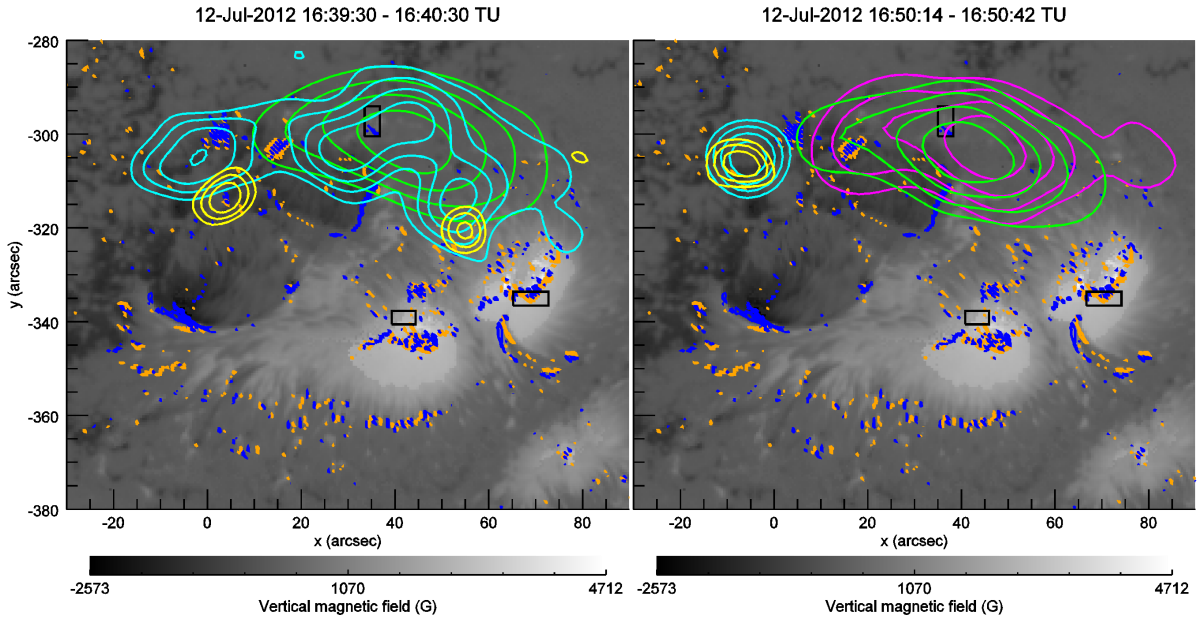


Figure 4.29 – Superposition des images X sur la carte magnétique. Les contours X à 12-25 keV (vert), 25-50 keV (cyan) et 50-100 keV (jaune) correspondent aux images décrites en figure 4.27. Les trois zones pour lesquelles on a une évolution des courants (voir figure 4.28) sont encadrées en noir.

Eruption du 29 mars 2014

Les observations X de l'éruption du 29 mars 2014 sont présentées en figure 4.30. Des images sont été reconstruites à trois intervalles de temps au cours de cette éruption : autour de 17:45:40, 17:46:50 et 17:47:30. Pour le premier intervalle de temps, on a deux sources X : une première qui domine en intensité, et ce dans toutes les bandes d'énergie ; et une seconde, particulièrement visible à 25-50 keV mais que l'on devine également dans l'image à 50-100 keV. Pour les deux intervalles de temps qui suivent, on observe une configuration classique : deux émissions de pieds de boucle visibles entre 25-100 keV qui encadrent une émission coronale visible à 12-25 keV. On note également un changement d'orientation des émissions X au cours du temps.

La carte magnétique de la région active est disponible en figure 4.31. On constate notamment qu'il existe deux systèmes de fortes densité de courant : l'un est localisé au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique. Une évolution des courants a été notée dans plusieurs zones proches de ces forts courants verticaux.

La superposition des images X sur les cartes de champ magnétique et de densité de courants est visible en figure 4.32. On remarque que la source d'intensité maximale est localisée au-dessus d'une forte densité de courant, et que le centroide de cette source se décale entre le premier et le deuxième intervalle de temps. On remarque qu'à 17:46:50, la source à 100-300 keV la plus intense est localisée juste au-dessus de la zone d'évolution des courants numéro 4 (voir figure 4.31). D'une manière générale, les deux pieds de boucles semblent associés aux régions 1 et 4, même si un léger décalage entre les centroides des sources X et ces régions est généralement visible.

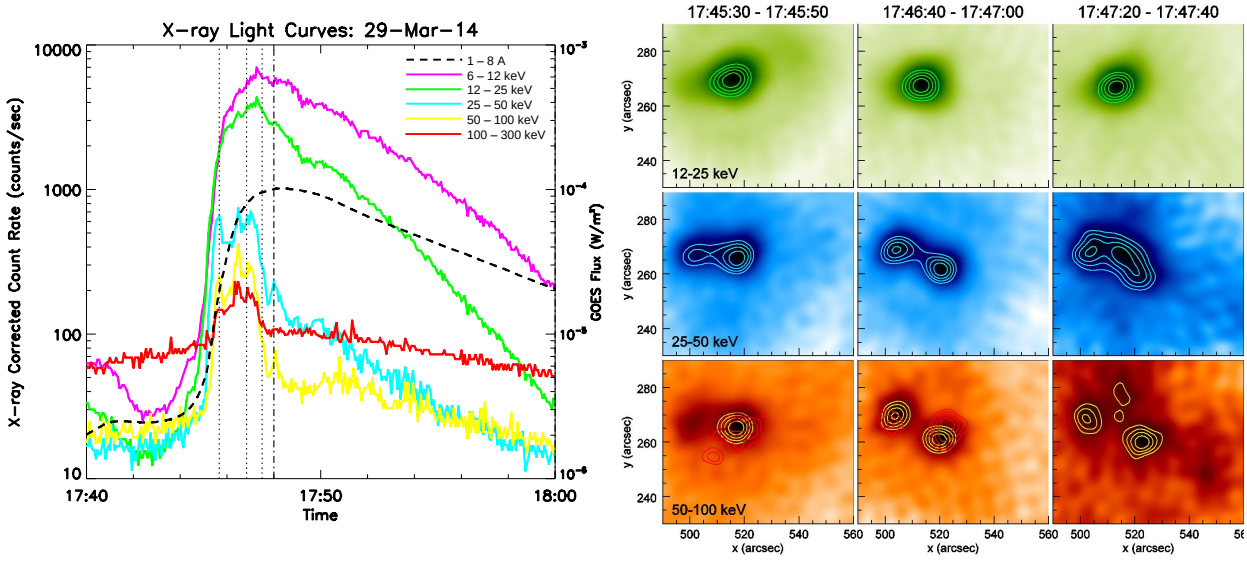


Figure 4.30 – Observations de l'éruption du 29 mars 2014 par RHESSI. A gauche, évolution temporelle du nombre de coups observés dans différentes bandes d'énergies, ainsi que l'évolution temporelle du flux enregistré par GOES (pointillé). Les trois lignes pointillées verticales marquent les heures auxquelles des images ont été reconstruites ; la ligne en point-tiret représente l'heures à laquelle on dispose d'une carte magnétique de HMI. A droite, images reconstruites aux horaires indiqués, dans trois bandes d'énergies, avec l'algorithme CLEAN, en utilisant tous les détecteurs sauf le premier, pour des intervalles de temps de 20 secondes. Les contours représentent 60, 70, 80 et 90 % du maximum de l'image.

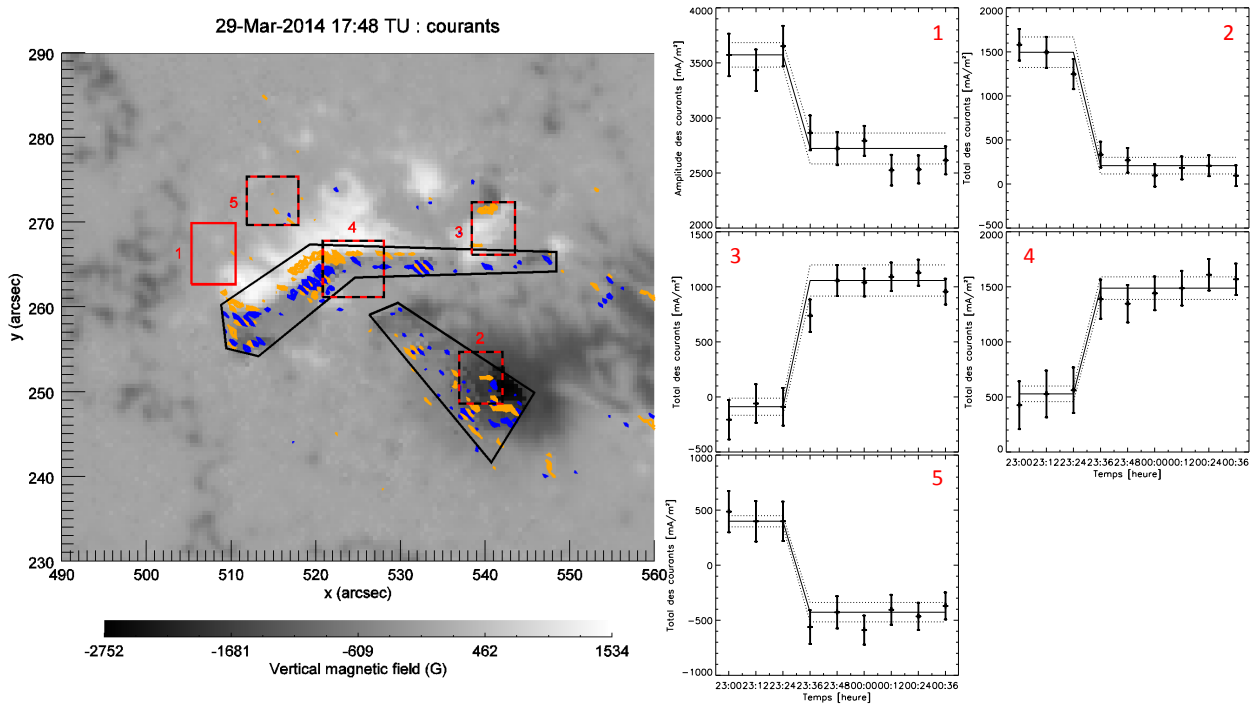


Figure 4.31 – Distribution et évolution des courants dans la région active. A gauche, carte du champ magnétique vertical en niveaux de gris, et densités de courants verticaux positifs (contours oranges) et négatifs (contours bleus) dont l'amplitude est supérieure à 70 mA/m^2. Les rubans de courants principaux sont entourés en noir. A droite, évolution des courants au cours du temps dans les cinq zones encadrées sur la carte. On a une évolution de l'amplitude des courants dans la zone 1 (en rouge), et une évolution des courants totaux dans les zones 2, 3, 4 et 5 (en rouge et noir). Dans le cas de la zone 5, l'évolution concerne les courants signés.

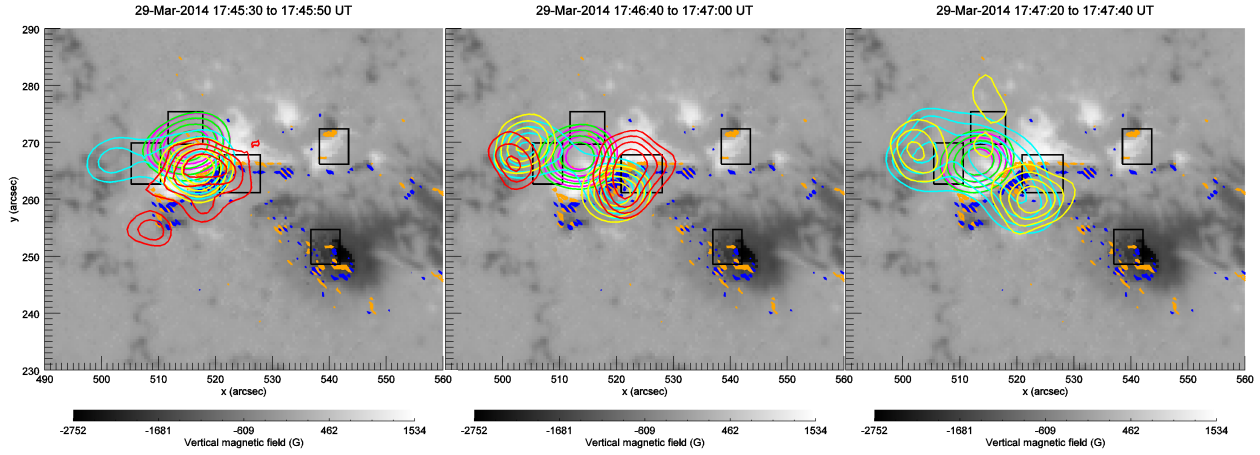


Figure 4.32 – Superposition des images X sur la carte magnétique. Les contours X à 12-25 keV (vert), 25-50 keV (cyan), 50-100 keV (jaune) et 100-300 keV (rouge) correspondent aux images décrites en figure 4.30. Les cinq zones pour lesquelles on a une évolution des courants (voir figure 4.31) sont encadrées en noir.

4.5.4 Résultats et discussion

Distribution et évolution de la densité de courants photosphérique dans la région active

Parmi les quatre régions actives où ont eu lieu les éruptions étudiées, trois sont similaires à la région 11158 dans laquelle a eu lieu l'éruption du 15 février 2011. En effet, des rubans de fortes densités de courants sont présents au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique dans les régions des éruptions du 6 septembre 2011, du 29 mars 2014 et du 9 mars 2011. La région active du 12 juillet 2012 a une structure plus complexe, et bien que plusieurs régions de fortes densités de courants aient été relevées, la distribution des courants ne ressemble pas à ce que l'on a dans les autres cas.

Des évolutions de courants ont été trouvées dans chaque région au moment de l'éruption. Dans les cas du 6 septembre 2011 et du 12 juillet 2012, des augmentations de l'amplitude des courants ont été trouvées, alors que lors des éruptions du 29 mars 2014 et du 9 mars 2011, des diminutions de l'amplitude des courants ont été trouvées. D'autre part, des évolutions des courants totaux et/ou des courants signés ont été trouvées : augmentation, diminution, changement de signe... D'une manière générale, les régions où une variation des courants est observée se trouvent au niveau des rubans de courants forts ou juste à côté. Dans le cas de l'éruption du 12 juillet 2012, où l'on n'a pas pu déterminer des rubans de courants, ces régions sont localisées aux bords de la région active, ce qui contraste encore avec les autres cas.

Morphologie et évolution des émissions X des éruptions solaires

Dans ces quatre éruptions, une configuration assez classique a été observée : une source de basse énergie (probablement coronale) et deux sources de plus haute énergie (> 25 keV), encadrant cette première source (probablement des pieds de boucle) ont été observées. Pour chacune de ces éruptions, une évolution a été notée : lors des éruptions du 6 septembre 2011, du 24 mars 2014 et du 9 mars 2011, on a noté un mouvement des sources au cours du temps. Lors de l'éruption du 12 juillet 2012, une source d'émissions X à 50-100 keV a disparu, et lors de l'éruption du 24 mars 2014, une source d'émissions X à 50-300 keV est apparue.

Lien entre émissions X coronales et rubans de courants

Lors de l'éruption du 15 février 2011, nous avions remarqué que les émissions X d'origine coronale étaient situées au-dessus de rubans de courants verticaux. Après examen de ces quatre nouvelles éruptions, nous confirmons que c'est généralement le cas pour les éruptions de classe X. Cela est particulièrement visible pour les éruptions du 6 septembre 2011 (deuxième intervalle de temps considéré), et du 6 mars 2011. Lors de l'éruption du 29 mars 2014, l'émission coronale est située à côté d'un ruban de courants et ce soit une source chromosphérique (pied de boucle) qui est co-spatiale avec les rubans de courants identifié. En ce qui concerne l'éruption du 12 juillet 2012, de tels rubans de courants n'ont pas été identifiés.

Lien entre émissions X et évolutions des courants verticaux pendant l'éruption

Lors de l'éruption du 15 février 2011, une nouvelle source X (chromosphérique) était apparue au cours de l'éruption, dans une zone où les courants photosphériques avaient augmenté au cours de l'éruption. Nous avons cherché les évolutions de courants dans les régions actives, en cherchant des changements soudains, et permanents. Notre recherche est peut-être restrictive car nous avons imposé une certaine stabilité de la valeur des courants dans les régions considérées, avant et après

l'éruption. Cela nous permet cependant de sélectionner des changements permanents, et non pas transitoires, dans la région active.

Lors de l'éruption du 6 septembre 2011, on observe une translation des sources X entre les deux intervalles de temps considérés ; dans le deuxième intervalle de temps, la source X de basse énergie, associée (avec un léger décalage) à une source de haute énergie, est localisée au-dessus d'une zone où l'amplitude des courants augmente au cours de l'éruption. Ce résultat est donc similaire à celui décrit pour l'éruption du 15 février 2011. D'autre part, lorsqu'on observe l'évolution des sources de haute énergie (50-300 keV) lors de l'éruption du 29 mars 2014, on remarque qu'il y a une évolution bien visible entre le premier et le second intervalle de temps : dans le premier, une seule source est visible, alors que dans le deuxième, deux sources sont visibles, localisées de part et d'autre. Ces deux sources semblent correspondre à deux zones d'évolution des courants, même si un léger décalage entre les centroides et les zones d'évolution de courants est visible. Cette observation tend donc également à confirmer le lien entre évolution des émissions X et évolution des courants.

Pour les deux autres éruptions étudiées, la relation entre les évolutions des sources X et les évolutions des courants n'est pas aussi claire. La source à 12-25 keV observée lors de l'éruption du 12 juillet 2012 est située au-dessus d'une zone d'évolution de courants, mais cette source X est très étendue et n'évolue pas particulièrement pendant l'éruption. Les sources X observées au cours de l'éruption du 9 mars 2011 ne semblent pas être associées avec les zones d'évolution des courants mises en évidence dans la région active, même si on peut noter que la source d'émissions à 25-50 keV s'allonge entre les deux intervalles de temps, dans la direction sud-ouest, se rapprochant ainsi d'une région où une évolution des courants a été remarquée dans trois zones.

Résumé

Sur les quatre éruptions étudiées, trois d'entre elles se sont déroulées dans une région active présentant des rubans de courants au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique. Pour ces trois éruptions, on observe une corrélation spatiale entre les sources d'émissions X et ces rubans de courants, bien que dans un cas, ce soit une source chromosphérique qui est cospatiale avec ces rubans. D'autre part, pour deux éruptions sur les trois, on observe une évolution des sources X correspondant spatialement avec une région d'évolution de la densité de courants photosphériques.

4.6 Conclusions et perspectives

Conclusions

Dans ce travail de thèse, nous avons mis en relation les signatures X des électrons accélérés lors des éruptions solaires et les mesures de densités de courants électriques verticaux au niveau de la photosphère. Bien que quelques précédentes études aient étudié la relation entre les sites d'émission des particules énergétiques et les densités de courants, nous avons repris ce genre d'étude avec des instruments plus performants : RHESSI permet d'étudier avec une meilleure résolution spatiale les sources d'émissions X, dont l'origine est la fois coronale et chromosphérique selon les cas. L'analyse spectrale des rayonnements X permet de déterminer la nature des sources d'émissions X. D'autre part, l'instrument HMI a une excellente résolution spatiale et cadence temporelle comparée à ce que l'on obtenait avec les précédent instruments.

Une première éruption solaire a été étudiée en détails : l'éruption du 15 février 2011, ce qui a donné lieu à la publication d'un article. Lors de cette étude, nous avons montré que les émissions X coronales étaient cospatiales avec les rubans de fortes densités de courants verticaux photosphériques, et mis en évidence pour la première fois une évolution commune des émissions X et de la

densité de courants pendant l'éruption solaire.

Des résultats préliminaires menés sur quatre autres éruptions semblent par ailleurs confirmer le lien entre rubans de courants et sites d'émissions X des particules énergétiques : ce lien a été constaté pour quatre éruptions de classe X parmi les cinq étudiées. La correspondance entre une évolution des sources X (apparition ou mouvement d'une source chromosphérique) et une évolution des courants (augmentation ou diminution de la somme ou de l'amplitude des courants) dans la même région a été mise en évidence dans trois éruptions sur les cinq étudiées. Les résultats décrits sont à confirmer par une étude plus approfondie de chaque éruption.

Perspectives

Ce type d'étude pourrait bénéficier d'une meilleure cadence temporelle concernant les magnétogrammes. En effet, nous avons observé des évolutions de courants photosphériques associées avec des éruptions solaires, mais nous ne pouvons pas conclure sur la simultanéité de ces évolutions avec celle des émissions X, étant donné la cadence temporelle utilisée pour les mesures de champ magnétique vectoriel. En effet, il est possible qu'un délai existe entre l'évolution des courants et l'évolution des sources d'émissions X lors des éruptions solaires : Burtseva et al. (2015) ont montré, pour plusieurs éruptions importante, qu'un lien existait entre les sources X observées au début de ces éruptions, et des zones de changement permanent du champ magnétique, mais qu'il existait un délai de plusieurs minutes entre ces évolutions du champ magnétique et ces émissions X. Cette étude a été réalisée à partir de magnétogrammes de SDO/HMI et du réseau GONG : ce réseau d'instruments permet de réaliser des mesures du champ magnétique longitudinal avec une cadence d'une minute. Des données HMI à plus haute cadence temporelle (2 minutes et 15 secondes) existent. Ces données sont mises à disposition par l'équipe HMI sur demande ; cependant elles sont plus bruitées que les données distribuées avec la cadence de 12 minutes. Si la qualité de ces données est suffisante, elles pourraient être utilisées pour déterminer le timing entre les évolutions de courants et les évolutions des sources X au cours de l'éruption.

D'autre part, rappelons que les courants étudiés au cours de cette thèse sont des courants verticaux, car seule la composante verticale peut être calculée à partir des magnétogrammes de SDO/HMI. Cependant, il serait intéressant de s'intéresser aux trois composantes des courants électriques. Comme évoqué en section 4.2.2, cela est possible lorsqu'on réalise des magnétogrammes dans deux raies dont les altitudes de formation dans l'atmosphère solaire sont proches. Ce type d'observations est notamment possible avec l'instrument SOT du satellite Hinode.

Dans cette étude, nous avons comparé des courants mesurés au niveau de la photosphère avec des émissions X produites dans la couronne (et au niveau chromosphérique). Il serait intéressant de réduire cette distance entre nos deux observables, par exemple en utilisant des extrapolations du champ magnétique dans la couronne pour calculer la densité de courant électrique coronale et la comparer aux émissions X.

Enfin, ces résultats semblent confirmer que les éruptions les plus fortes (i.e. de classe GOES X) se produisent au niveau des densités de courants les plus importantes. L'une des questions naturelles qui suivent cette conclusion est de savoir si la puissance de l'éruption solaire est corrélée à la distance entre le lieu de l'éruption et la localisation des courants les plus forts, ou bien si l'énergie maximale des électrons accélérés lors de l'éruption est corrélée avec l'intensité des courants associés à la région d'accélération. Ce type d'étude mériterait d'être étendu aux éruptions de différentes classes, par exemple au sein d'une même région active. Dans ce qui suit, nous présentons les observations de deux éruptions de classe B ayant eu lieu à quelques heures d'intervalle dans une même région active, pour lesquelles nous avons étudié le lien entre émissions X et densité de courants verticaux photosphériques.

Sur la figure 4.33 sont présentées des observations de deux éruptions solaires ayant eu lieu dans la région active AR 10930, le 12 décembre 2006, au moment où un magnétogramme a été enregistré par l'instrument Hinode/SOT. Les deux éruptions solaires sont deux éruptions de classe B qui ont eu lieu à 4 :20 et 4 :41 le 12 décembre 2006. Comme on peut le voir sur cette figure, lors de la première éruption solaire, on a seulement des émissions X à 6-12 keV, tandis que lors de la deuxième éruption, des émissions X sont visibles à 6-25 keV. On remarque que ces deux éruptions ne sont pas localisées à l'endroit où de fortes densités de courants sont présentes (la région entourée en rouge). Cependant, la deuxième éruption s'en rapproche, suggérant que les éruptions plus énergétiques seraient plus proches des fortes densités de courant.

Ces observations permettent de montrer que la comparaison entre éruptions de différentes classe GOES, est prometteuse. Il s'agit de comparer la distance entre sources X et densités importantes de courants verticaux photosphériques, en fonction de la classe de l'éruption ou en fonction de l'énergie maximale enregistrées avec RHESSI.

Il serait également intéressant d'étudier l'évolution des rubans de courants en l'associant aux éruptions solaires qui se produisent dans la région active.

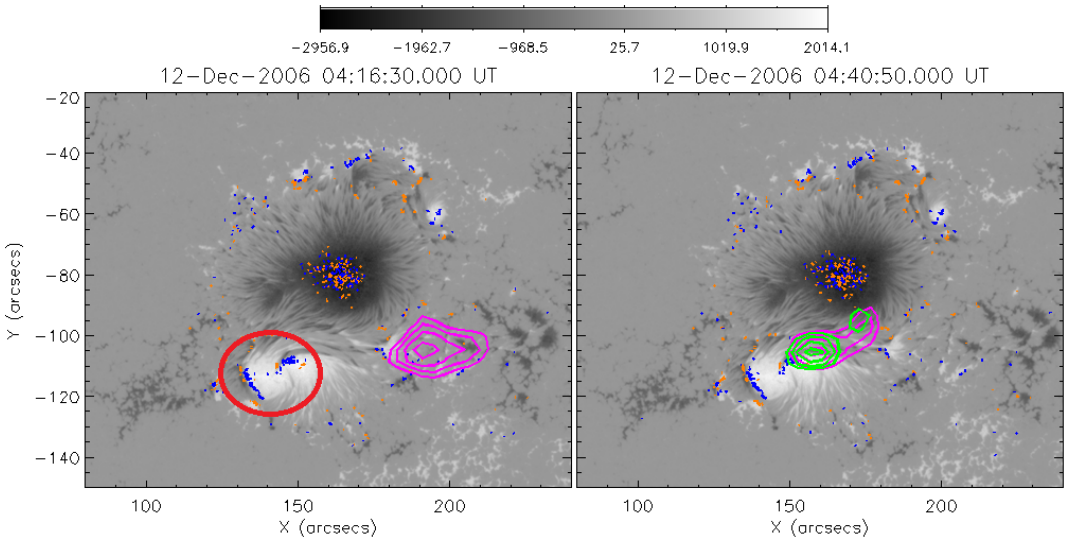


Figure 4.33 – Superposition des émissions X à 6-12 keV (magenta) et 12-25 keV (vert), intégrés entre 04 :16 :20 et 04 :16 :30 le 12 décembre (à gauche), et entre 04 :26 :00 et 04 :26 :20 le 12 décembre (à droite) ; sur les cartes de champ magnétique et de densité de courants verticaux. Les niveaux de gris représentent l'intensité du champ magnétique vertical en Gauss ; les contours oranges et bleus représentent les niveaux de densité de courant positifs et négatifs respectivement, d'amplitude supérieure à 200 mA.m^{-2}. L'ellipse rouge met en avant la région du magnétogramme où se situes les plus fortes densités de courants.

4.7 Article

Hard X-ray emitting energetic electrons and photospheric electric currents
Sophie Musset, Nicole Vilmer, Véronique Bommier
Astronomy & Astrophysics 580, A106, 2015

A&A 580, A106 (2015)
DOI: 10.1051/0004-6361/201424378
© ESO 2015

Astronomy & Astrophysics

Hard X-ray emitting energetic electrons and photospheric electric currents

S. Musset, N. Vilmer, and V. Bommier

LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
e-mail: sophie.musset@obspm.fr

Received 11 June 2014 / Accepted 19 June 2015

ABSTRACT

Context. The energy released during solar flares is believed to be stored in non-potential magnetic fields associated with electric currents flowing in the corona. While no measurements of coronal electric currents are presently available, maps of photospheric electric currents can now be derived from SDO/HMI observations. Photospheric electric currents have been shown to be the tracers of the coronal electric currents. Particle acceleration can result from electric fields associated with coronal electric currents. We revisit here some aspects of the relationship between particle acceleration in solar flares and electric currents in the active region.
Aims. We study the relation between the energetic electron interaction sites in the solar atmosphere, and the magnitudes and changes of vertical electric current densities measured at the photospheric level, during the X2.2 flare on February 15, 2011, in AR NOAA 11158.
Methods. X-ray images from the Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) are overlaid on magnetic field and electric current density maps calculated from the spectropolarimetric measurements of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) using the UNNOFIT inversion and Metcalf disambiguation codes. X-ray images are also compared with extreme ultraviolet (EUV) images from the SDO Atmospheric Imaging Assembly (AIA) to complement the flare analysis.
Results. Part of the elongated X-ray emissions from both thermal and non-thermal electrons overlay the elongated narrow current ribbons observed at the photospheric level. A new X-ray source at 50−100 keV (produced by non-thermal electrons) is observed in the course of the flare and is cospatial with a region in which new vertical photospheric currents appeared during the same period (an increase of 15%). These observational results are discussed in the context of the scenarios in which magnetic reconnection (and subsequent plasma heating and particle acceleration) occurs at current-carrying layers in the corona.

Key words. Sun: flares – Sun: particle emission – Sun: X-rays, gamma rays – Sun: magnetic fields – acceleration of particles

1. Introduction

It is now commonly admitted that solar flares are the result of the sudden release of magnetic free energy in the corona, this free energy being stored in non-potential magnetic fields associated with electric currents flowing in the corona. As there are currently no measurements of the vector magnetic fields in the corona, there are also no measurements of coronal electric currents. Electric currents have only been determined in a few cases at the photospheric level using vector magnetic field measurements achieved in photospheric lines. While some pioneering work was done in the 1970s by e.g. Moreton & Severny (1968) at the Crimean Astrophysical Observatory, many observations of vector magnetic fields and related electric currents were obtained later in the 1980s and 1990s with ground-based vector magnetographs (see e.g. Hagyard et al. 1984; Canfield et al. 1993). Nowadays, the polarimetric measurements obtained continuously and with an unprecedented cadence and spatial resolution with the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) on Solar Dynamics Observatory (SDO) provides maps of photospheric vertical electric currents for flaring active regions and also allows the study of the evolution of these currents on a time resolution of 12 min (see e.g. Petrie 2012, 2013; Janvier et al. 2014).

The relation between the energetic phenomena (plasma heating and particle acceleration) occurring in solar flares and the electric current systems in active regions has been the subject of many studies for several decades. In particular, the link between the photospheric electric currents and the energetic electron precipitation sites has been investigated in several events, originally to discuss the relevance of the different flare models presented in the literature. The first studies used Hα observations to characterize electron precipitation sites since no hard X-ray (HXR) imaging observations were available. Using data from the Crimean Astrophysical Observatory, Moreton & Severny (1968) examined the spatial relationship between Hα flare kernels and maxima of vertical electric current densities. For 80% of the 25 events studied, a spatial coincidence (<6″) was found between the location of the centre of the bright Hα kernel and the location of the strongest electric current densities (>8 mA/m^2). Such a spatial coincidence between Hα flare kernels and strong electric current densities was later confirmed by other studies. Lin & Gaizauskas (1987) found in particular that the sites of strongest Hα emissions were cospatial with the vertical current systems at the photospheric level to within 2″. However, it was also found that even if some of the flare kernels were close to the electric currents, many of them appeared near the edges of currents (Romanov & Tsap 1990). In a series of papers, Canfield et al. (1993), Leka et al. (1993), de La Beaujardiere et al. (1993) revisited the question of the relation between electric current systems and electron precipitation sites using vector magnetograph data from the Mees Solar Observatory and information from Hα line profiles that allow Hα signals to be disentangled

from electron precipitation and from high pressure. Studies of several flares (Leka et al. 1993; de La Beaujardiere et al. 1993) confirmed that sites of intense non-thermal electron precipitation do not coincide with the regions of strongest vertical currents at the photosphere, but tend to occur near channels of high vertical current density rather than at the vertical current density maxima. In a further study, Demoulin et al. (1997) found for several events that flare ribbons were located in the vicinity of strong electric currents in the photosphere. They furthermore derived the locations of the photospheric footprints of regions of rapid change in magnetic line connectivity called quasi-separatrix layers (QSLs). They found, as in other observational studies (see e.g. Machado et al. 1983; Mandrini et al. 1995; Bagalá et al. 1995), that flares tend to occur near the locations of these QSLs. These QSLs are now known to be regions where strong current densities can develop and where reconnection can occur (see e.g. Demoulin et al. 1996; Aulanier et al. 2005), thus establishing a clear link between flare energy release, electric currents and magnetic reconnection.

With the arrival of HXR imagers, the link between vertical electric currents at the photosphere and electron precipitation sites has been revisited using in particular YOHKOH/HXT observations (see Canfield et al. 1992; Li et al. 1997). The latter study based on six events confirms that HXR emission and thus electron precipitation sites are not exactly cospatial with regions of highest vertical current densities at photospheric levels, but instead are adjacent to the current channels, therefore confirming the results obtained by de La Beaujardiere et al. (1993) with Hα observations. In a later paper, Aschwanden et al. (1999) showed how this offset between the maximum of vertical currents and the HXR loop footpoints could be explained in the context of the 3D geometry of quadrupolar reconnection. It must finally be noted that in the earlier studies, vector magnetograms (and thus electric current maps) were sparsely derived and that the integration time to derive such information could be more than one hour. Several hours may also separate the time of the flare and the time of the magnetic field measurements. Nowadays, the combination of polarimetric measurements continuously obtained with the HMI on SDO and of HXR observations of solar flares obtained with the Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) allows the comparison of high quality vector magnetic field (and electric current) maps at a cadence of 12 min and HXR observations of solar flares at exactly the same time. This provides new possibilities to study more systematically and in greater detail the relation between the location of HXR sources (and electron precipitation sites) and the vertical electric current densities.

This paper presents the first results of such a study for the flare of February 15, 2011. The simultaneous evolutions of electric currents and of HXR emission sources during the flare are examined for the first time. The February 15, 2011, event is quite appropriate for such a first study. Indeed, this major flare (GOES class X2.2) occurred in the active region AR11158 when the active region was near disk-centre. The derivation of vector magnetic field maps and of vertical electric current densities requires observations of an active region located near the centre of the solar disk to have good measurements of the vector magnetic field at the photospheric level and to avoid projection effects. The February 15, 2011, flare which is the first X-class flare of cycle 24 has been the subject of numerous studies since the original analysis by Schrijver et al. (2011; see e.g. for some of the most recent papers Inoue et al. 2014, for MHD simulations of the flare). In close relationship with the present paper, Janvier et al. (2014) quantified the vertical currents at the photospheric level and studied their temporal evolution during the flare. They concluded in particular that the evolutions of current and flare ribbons are related to the evolution of the magnetic field during the flare in the context of a 3D standard flare model. The active region itself and its activity has also been extensively studied. In particular, Sun et al. (2012), Vemareddy et al. (2012), Aschwanden et al. (2014), Zhao et al. (2014) realized different estimations, for example of the free magnetic energy and dissipated energy for several events occurring in this active region.

In Sect. 2 of this paper, we present briefly the different instruments used in this study as well as the techniques necessary to obtain maps of vector magnetic fields and electric currents from the measurements. In Sect. 3, X-ray and EUV observations of the flare are compared with the vertical electric current densities. Section 4 discusses the observational results and presents our interpretation. A summary of the paper and of the conclusions is presented in Sect. 5.

2. Magnetic field measurements and flare observations

2.1. Magnetic field measurements and electric current calculations

The magnetic field and electric current density maps are derived from the data of the HMI on SDO (Scherrer et al. 2012; Schou et al. 2012). The HMI instrument provides images of the entire Sun in six narrow spectral bands in a single iron line (FeI 617.33 nm) and in four different states of polarization. This set of 24 images provides spectropolarimetric data to enable the calculation of the full vector magnetic field (inverse problem), at the altitude of formation of the spectral line, which is at the photospheric level in this case. The three components of the photospheric vector magnetic field can be calculated together with the vertical component of the electric current density (see e.g. Fig. 1 bottom and Janvier et al. 2014, for further details). However, because the spectropolarimetric measurements are performed in only one single line (i.e. at one altitude), it is not possible to derive all the components of the electric current density but only the vertical one. The spatial resolution is 0.91 arcsec and one map of the vector magnetic field and of the vertical electric current can be calculated at a 12 min time cadence.

The details of the calculation of magnetic field and vertical density for this set of data is described in Janvier et al. (2014). Level-1b IQUV data were used for inversion with the Milne-Eddington inversion code UNNOFIT presented in Bommier et al. (2007). The specificity of UNNOFIT is that, in order to take into account the unresolved magnetic structures, a magnetic filling factor is introduced as a free parameter of the Levenberg-Marquardt algorithm that fits the observed set of profiles with a theoretical one. However, for further application we use only the averaged field, i.e. the product of the field by the magnetic filling factor, as recommended by Bommier et al. (2007). The interest of the method lies in a better determination of the field inclination. This is of major importance for our study since the currents are determined from the horizontal components of the magnetic field.

After the inversion, the 180° remaining azimuth ambiguity was resolved by applying the ME0 code developed by Metcalf, Leka, Barnes, and Crouch (Leka et al. 2009)[1]. After resolving the ambiguity, the magnetic field vectors were rotated into the local reference frame (i.e. in the heliographic reference frame,

[1] Available at http://www.cora.nwra.com/AMBIG/

see Fig. A.1), where the local vertical axis is the Oz axis (perpendicular to the solar surface at the centre of the frame). The vertical component of the electric current density (perpendicular to the plane of photosphere, i.e. in the heliographic coordinates) was then calculated via the curl of the magnetic field.

2.2. Flare observations

The RHESSI measures HXR and gamma-ray emissions from the Sun in the 3 keV−10 MeV range (Lin et al. 2002). Equipped with nine rotating collimators (pairs of identical grids in front of each detector), it provides images (Hurford et al. 2002) in addition to spectra (Smith et al. 2002). The spatial resolution is determined by the pitch of the grids of the collimators used to reconstruct the image. In this paper images were obtained using the CLEAN and Visibility Forward Fit algorithms using all the collimators except the first one (smallest pitch): the spatial resolution is then of 3.9 arcsec.

The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) instrument (Lemen et al. 2012) aboard the SDO provides images of the solar chromosphere and corona in EUV in six different wavelengths. The spatial resolution is 1.5 arcsec and for each wavelength, the time cadence is of 12 s, which enables the detailed study of the evolution in the flare of magnetic structures and flaring plasma. As the X2.2 flare on February 15, 2011, was very intense, most of the AIA channels are saturated around the time of the peak of the flare, even with the minimal exposure time. Only the channels at 94 Å and 335 Å are not saturated at the time of the flare and are therefore used for comparison with X-ray and magnetic observations.

While magnetic fields and current densities are calculated in the heliographic coordinates, RHESSI and AIA images are obtained in the plane-of-sky. Therefore, to combine magnetic field maps with RHESSI images, for example, it is necessary to represent the magnetic fields and current densities in the plane-of-sky coordinates. Figure A.1 shows the geometry associated with the different measurements, and the change of coordinates to compare the different observations is described in Appendix A. One map of the full vector magnetic field and of the vertical currents represented in the plane-of-sky is shown in Fig. 1; we note that the components of the field and vertical current density are not changed in this process.

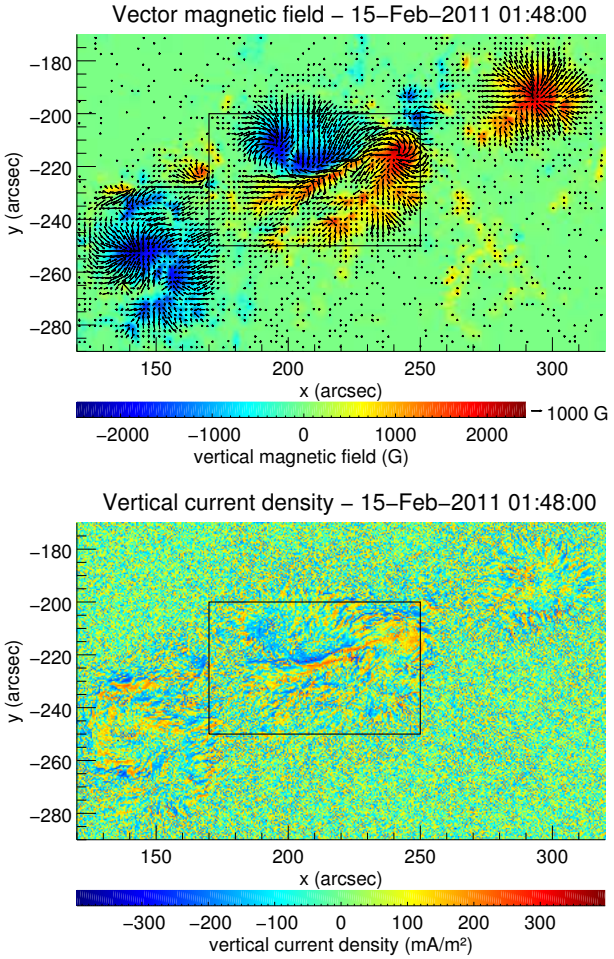


Fig. 1. *Top*: vector magnetic field map, *bottom*: vertical electric current density map of the active region NOAA AR 11158; produced from HMI data, on February 15, 2011, at 01:48:00 UT, and represented in the plane-of-sky (see text and Appendix A for more details). The rectangular box represents the field of view used in the present study. *Top*: the arrows represent the horizontal component of the field (for horizontal component greater than 100 G), and the colours represent the intensity of the vertical magnetic field (see scale). *Bottom*: vertical component of the electric current density (see colour scale).

3. Observational results

3.1. Temporal and spatial evolution of the X-ray emissions

The X2.2 flare on Feburary 15, 2011, was detected by RHESSI in the 3−100 keV energy range. The RHESSI corrected count rates are presented in Fig. 2, together with the X-ray flux from GOES. In this figure the count rates are corrected from the changes of attenuator state during the flare; indeed, there was no attenuator (attenuator state A0) until around 01:47:10 UT, then one attenuator (A1) was in front of the detectors, and finally at 01:49:40 UT two attenuators (A3) were in place. At 02:08:50 UT, only the first attenuator was left in place. The peak of the X-ray emission in the 12−25 keV range is around 01:54 UT.

While the temporal evolution of the count rate between 12 and 50 keV is relatively smooth, the emission between 50 and 100 keV is more structured. Nevertheless, the different peaks of emission in the 50−100 keV band have counterparts visible in the 25−50 keV range. Images created in the 12−25 keV, 25−50 keV, and 50−100 keV energy bands, for different peaks of the 50−100 keV count rate, are shown in Fig. 3. We used an integration time of 16 s, and detectors 2F to 9F. The first set of images (first time interval) is in the attenuator state A1, whereas the other images are in the attenuator state A3.

Figure 3 shows that the X-ray emission sources both in the 12−25 keV and 25−50 keV energy ranges (in green and blue) have an elongated shape (more than 30 arcsec long) with several local maxima in space; the two main maxima are clearly visible in the images at 25−50 keV for the last four time intervals in Fig. 3. The 12−25 and 25−50 keV emissions keep this elongated form during most of the flare. Moreover, the 25−50 keV emission is more extended in size than that at 12−25 keV, in each time interval. This has been verified first by measuring the length of the X-ray sources using the 50% contours in the CLEAN images, as illustrated in Fig. 4 (left). To better quantify the size of the X-ray source, the visibility forward fitting technique was also used (see Schmahl et al. 2007 for the definition of visibilities; and Xu et al. 2008 for examples of application). This algorithm

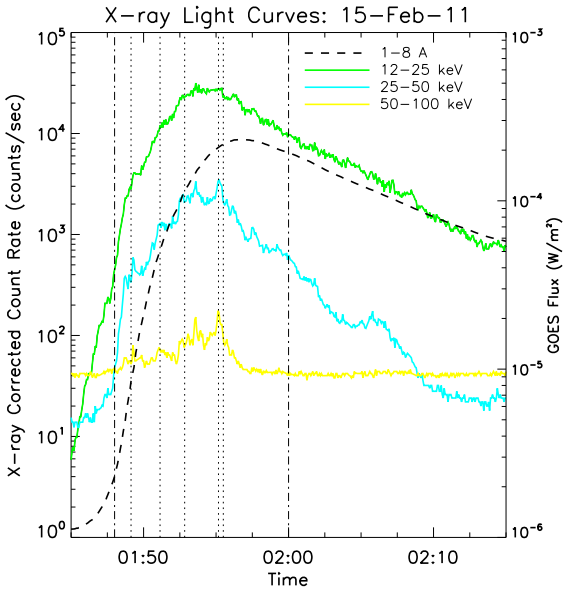


Fig. 2. RHESSI corrected count rates between 01:45 and 02:15 UT, for different energy ranges (green: 12−25 keV; cyan: 25−50 keV; yellow: 50−100 keV) and GOES flux between 1.0 and 8.0 Å (dashed line). The vertical dash-dotted lines at 01:48 and 02:00 UT represent the time of the two magnetic maps used in the study, and the five vertical dotted lines represent the mean times when X-ray images are produced.

Table 1. Loop lengths (in arcseconds) inferred from the visibility forward fit algorithm for 40 s time intervals centred around (b) and (c).

	12−18 keV	18−26 keV	26−40 keV	40−60 keV
(b)	28.8 ± 1.4	32.6 ± 1.0	40.4 ± 1.8	44.5 ± 4.3
(c)	28.8 ± 0.85	29.4 ± 1.3	46.3 ± 1.9	48.5 ± 3.4

allows the size of the source to be computed and also the error on the size once a model has been chosen. In order to get sufficient statistics, images were created with a 40 s integration time (instead of the 16 s time in Fig. 3). The result of the visibility forward fit reconstruction using a curved elliptical Gaussian loop (Xu et al. 2008) as a model is shown in Fig. 4 (right column) for the interval 01:50:48−01:51:28 UT centred around interval (b).

To better determine the evolution of the length of the X-ray source with energy, images were built in narrower energy bins. It is finally found that for the intervals centred around (b) and (c), the length of the source increases logarithmically with energy with a slope of 0.23 ± 0.03 and 0.60 ± 0.20 (see Table 1), as already observed in some flares (Xu et al. 2008).

At higher energies (50−100 keV) the X-ray emission comes from compact sources: A and B visible in intervals (a), (b), and (c) and sources D and E in intervals (d) and (e). In intervals (a) to (c), sources A, B, and B′ are localized along the elongated structure seen at lower energies. While sources B and B′ seem to be located at a footpoint of the elongated sources observed at 12−50 keV, source A is located close to the middle of this structure. Between intervals (a) and (c), it can be seen that source B has moved about 9 arcsec to the north-west (source B′), while source A has moved around 3 arcsec towards the west.

A more noticeable change of configuration of the 50−100 keV sources occurs between intervals (c) and (d) when sources A and B/B′ disappear and two new sources, E and D′

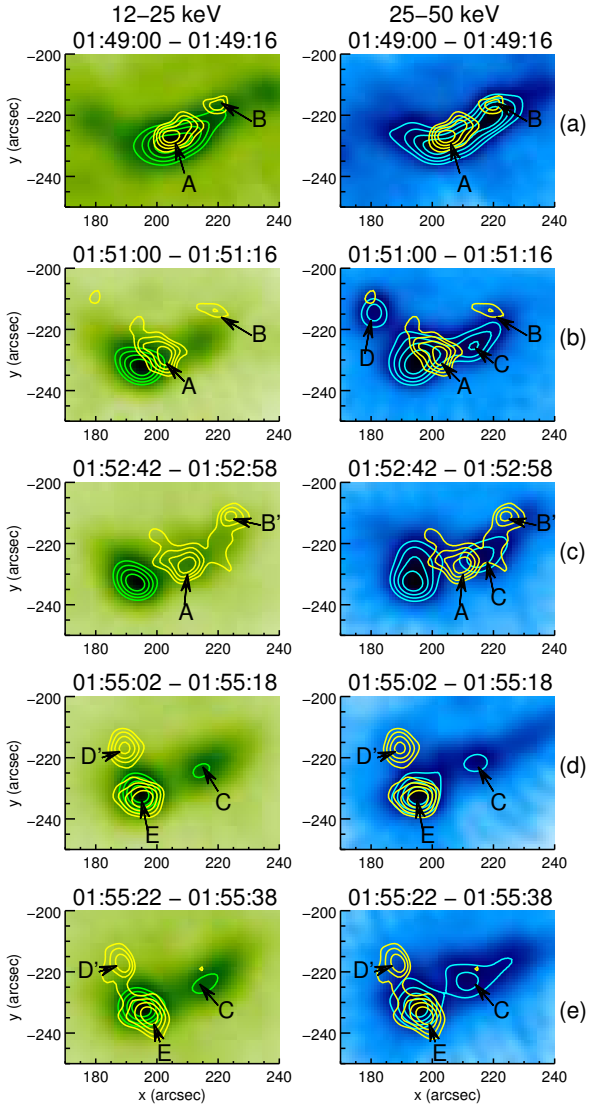


Fig. 3. *Left*: RHESSI images at 12−25 keV (green), with contours at 12−25 keV (green) and 50−100 keV (yellow) overlaid on the images. *Right*: RHESSI images at 25−50 keV (blue), with contours at 25−50 keV (blue) and 50−100 keV (yellow) overlaid on the images. Images and contours are shown for five time intervals integrated over 16 s (*from top to bottom*: 01:49:00−01:49:16, 01:51:00−01:51:16, 01:52:42−01:52:58, 01:55:02−01:55:18, and 01:55:22−01:55:38 UT) corresponding to peaks in the 50−100 keV range. Images are obtained using detectors 2F, 3F, 4F, 5F, 6F, 7F, 8F, and 9F and the CLEAN algorithm. The green, blue, and yellow contours are 60%, 70%, 80%, and 90% of the image maximum value.

appear. Furthermore, the two sources seem to be footpoints of a loop perpendicular to the elongated structure seen at 12−50 keV. It can be seen that source E at 50−100 keV is cospatial with some local maximum emission at 12−25 and 25−50 keV and that at the same position of source D′, a source D has also appeared in interval (b), but in the 25−50 keV energy range.

The spectral analysis (performed using the two functions vth and thick2 in the RHESSI spectral analysis software) shows that the emission is a combination of a thermal component with a

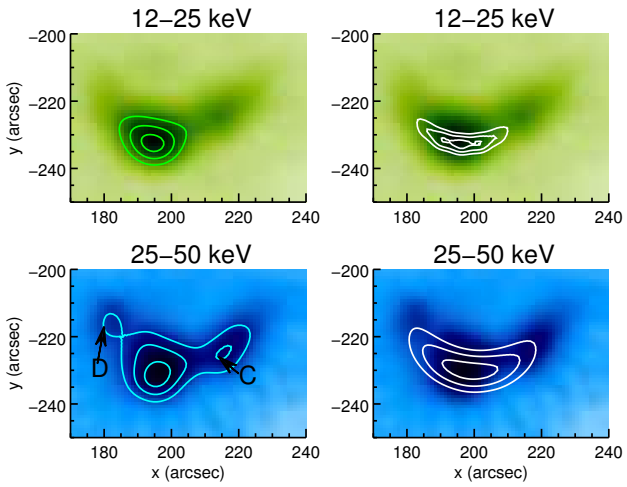


Fig. 4. RHESSI images and contours at 12–25 keV (green) and 25–50 keV (cyan) obtained between 01:50:48 and 01:51:28 UT using two different methods. *Left*: CLEAN images and contours at 50%, 70%, and 90% of the maximum. *Right*: CLEAN images and contours reconstructed with the visibility forward fit technique (50%, 70%, and 90% of the maximum).

temperature in the 25–35 $\times 10^6$ K range and of a non-thermal component produced by energetic electrons. There is a hardening of the non-thermal electron spectrum starting from interval (d), as the electron spectrum spectral index δ evolves from [−7, −6.5] in intervals (a), (b), and (c) to [–5, –4.6] in intervals (d) and (e). For the time intervals of the images shown in Fig. 3, the spectral analysis shows that while most of the emission in the 12–25 keV range is of thermal origin, the emission in the 25–50 keV range is mostly produced by non-thermal electrons (the proportion of non-thermal emission in this energy range being greater than 75% in all images).

3.2. Comparison with the EUV data from SDO/AIA

Emissions in both 94 Å and 335 Å channels at around 01:51 UT are shown in Fig. 5 (middle and top panels, respectively). While the 94 Å emission shows an elongated structure together with more compact sources at the edge, at 335 Å most of the emission arises from the compact sources. Figure 5 (middle) also shows that some structures are emitting in both 94 Å and 335 Å channels (yellow contours), whereas other are emitting only at 94 Å (red contours). This can be interpreted considering the different channel response to source temperature. Table 1 from Lemen et al. (2012) gives the characteristic emission temperatures of the plasma for the 94 Å and 335 Å channels: 6.3 $\times$ 10^6 K and 2.5$\times 10^6$ K, respectively. However, as shown in Fig. 13 of Lemen et al. (2012), the different channels are sensitive to a wide distribution of temperatures. From this figure it is deduced that if a structure is bright at 94 Å and 335 Å, the plasma temperature is most probably around 1 $\times$ 10^6 K (yellow contours), while if it is bright only in the 94 Å channel, it would be much higher (more than 6$\times 10^6$ K, red contours). The superposition of the elongated part of the X-ray sources below 50 keV with the elongated structure seen at 94 Å in Fig. 5 (bottom) strongly supports this interpretation since the spectral X-ray analysis shows that the X-ray emission below 50 keV is partly emitted by a hot plasma with a

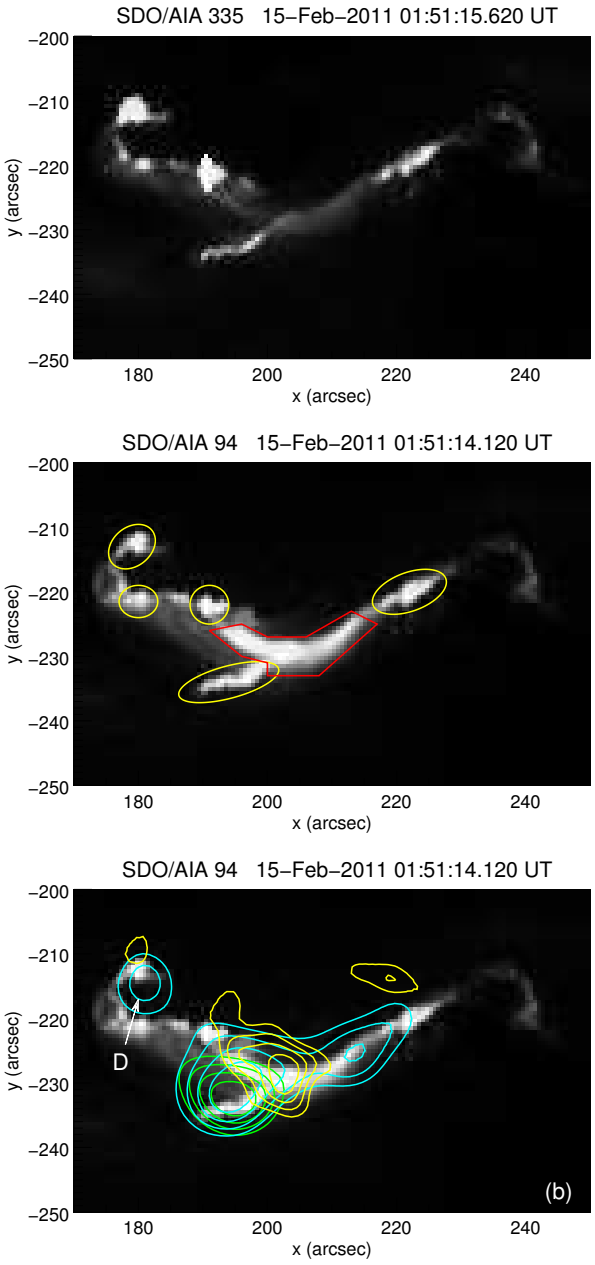


Fig. 5. SDO/AIA image at 335 Å (*top*) and 94 Å (*middle and bottom*), on February 15, 2011, around 01:51:15 UT. In the *middle image*, the region bordered in red is not clearly detected at 335 Å (most probably the plasma temperature is higher than 6 $\times$ 10^6 K; see text); regions bordered in yellow are seen in both channels (probably the plasma temperature is close to 1 $\times$ 10^6 K). *Bottom*: image at 94 Å on which RHESSI contours are overlaid. The green, blue, and yellow contours are the RHESSI emissions at 12–25 keV, 25–50 keV, and 50–100 keV, respectively, integrated between 01:51:00 and 01:51:16 UT. The contour levels are similar to the ones in Fig. 3.

temperature in the range 25–35 $\times$ 10^6 K. Figure 5 (bottom) also shows that source D in image (b) in Fig. 3 is roughly cospatial with a EUV source detected both at 335 Å and 94 Å. This source is most probably the footpoint of coronal loops in which energetic electrons are injected. Figure 6 shows the evolution with

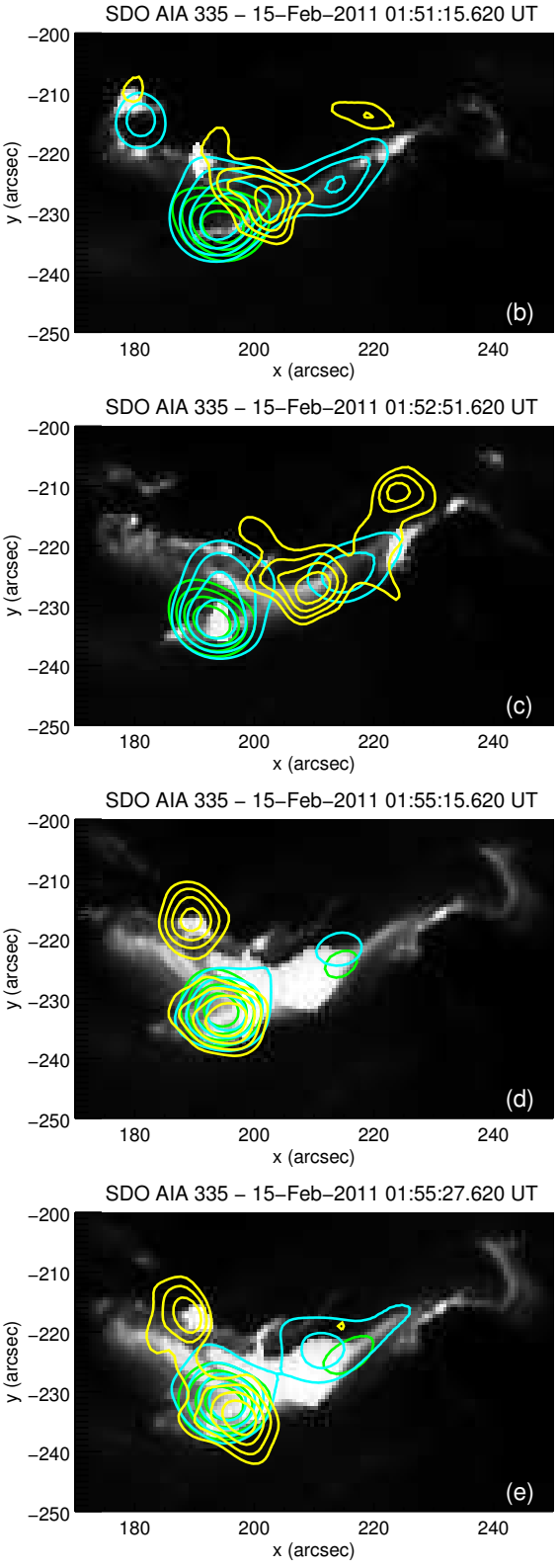


Fig. 6. SDO/AIA images at 335 Å (grey scale), of a part of the active region 11158, on February 15, 2011. RHESSI X-ray contours 12−25 keV (green), 25−50 keV (cyan), and 50−100 keV (yellow) at 01:51:08, 01:52:10, 01:55:10, and 01:55:30 UT are overlaid (contour levels are the same as in Fig. 3).

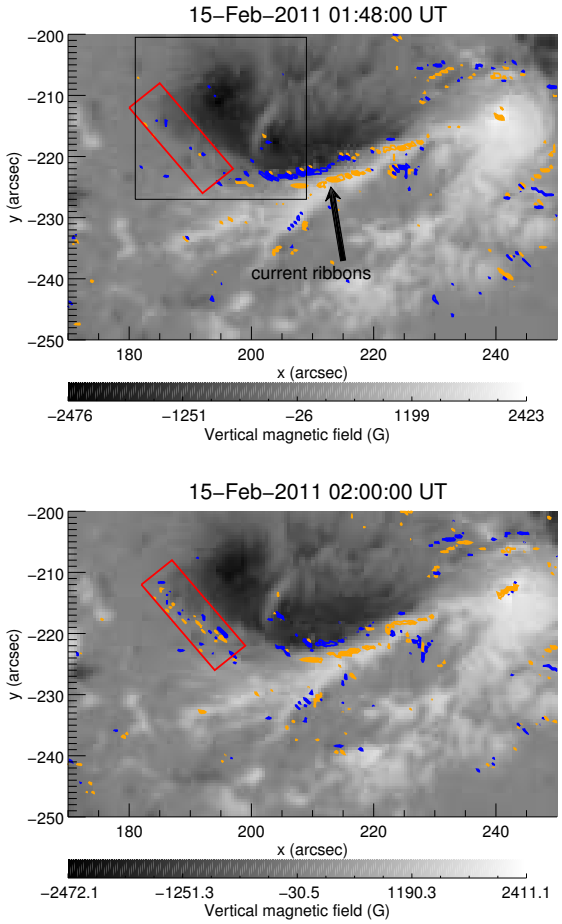


Fig. 7. Magnetic field maps (in grey scale) from SDO/HMI of a part of the active region 11158, on February 15, 2011, at 01:48:00 UT (*top*) and 02:00:00 UT (*bottom*), represented in the plane-of-sky. The orange and blue contours represent the positive and negative vertical electric current densities, respectively, with the magnitude greater than 100 mA/m^2. The black arrow in the *top panel* indicates the current ribbons extending from 195 arcsec to 230 arcsec in the x-direction, and lying between −220 arcsec and −230 arcsec in the y-direction. The red box shows the primary difference between the two maps: in this box, the total negative vertical current density varies from -974.9×10^9 A to -1062×10^9 A, and the total positive vertical current density varies from $+616.9 \times 10^9$ A to $+762.4 \times 10^9$ A. Therefore, the total increase of vertical current density is of 232×10^9 A for the area of the red box. This represents an increase of 15% in the total current density in this area.

time of both X-ray and EUV sources at 335 Å. Only the 335 Å can be used for this comparison since the emission is saturated at 94 Å after 01:52 UT. In the last two images (intervals d and e) in which the configuration of HXR sources at 50−100 keV is dramatically changed compared to interval (c), it should be noted that new arcade-like structures appeared in EUV between the two 50−100 keV sources.

3.3. Comparison with the vertical electric current densities

Figure 7 shows the combination of the vertical magnetic field and of the vertical currents for the field of view indicated by the black box in Fig. 1, i.e. the part where the X-ray emissions of

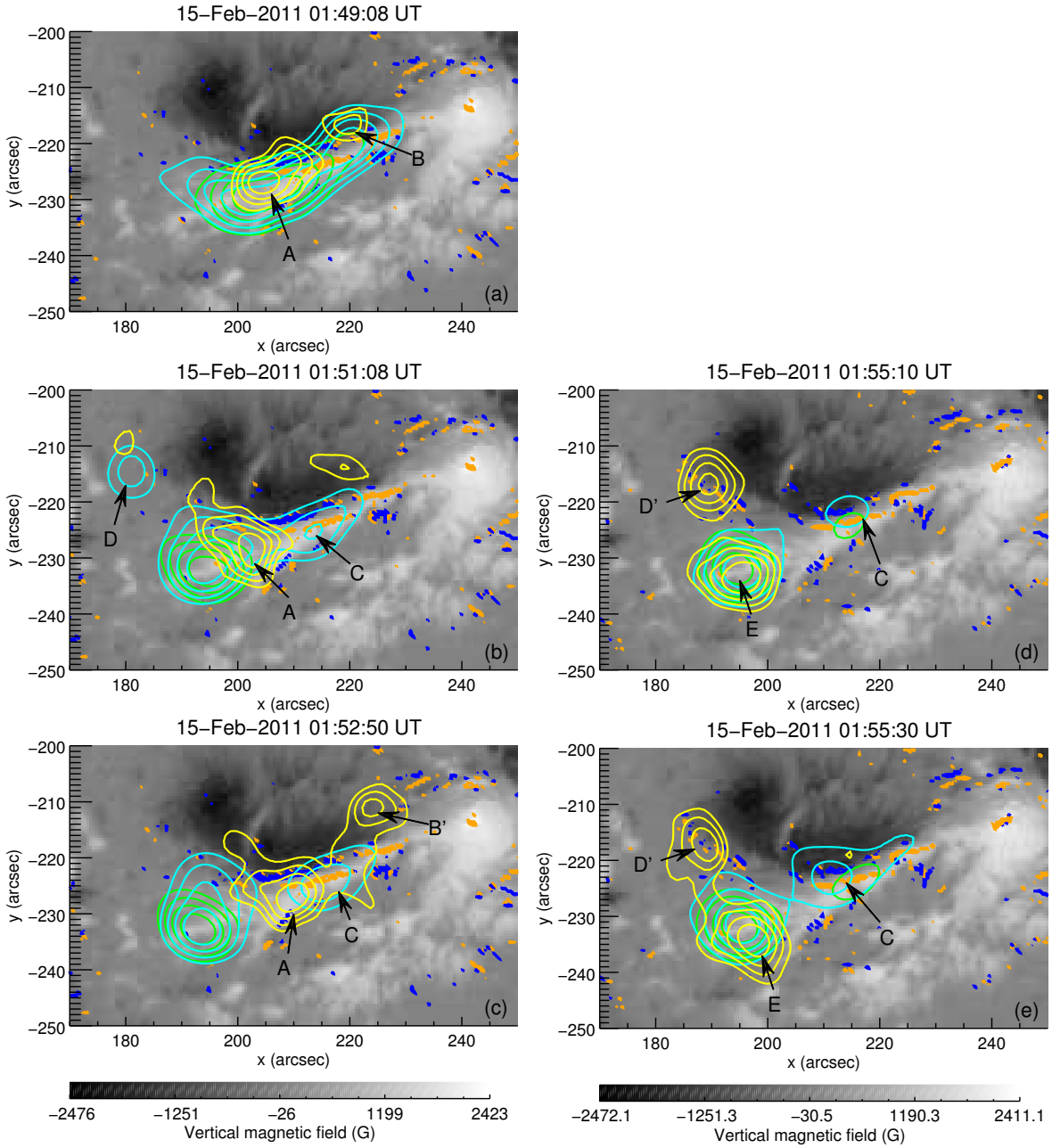


Fig. 8. Magnetic field maps (in grey scale) from SDO/HMI of a part of the active region 11158, on February 15, 2011, at 01:48:00 UT (*left*) and 02:00:00 UT (*right*). The orange and blue contours represent the positive and negative vertical electric current densities, respectively, with amplitude >100 mA/m^2. The green, cyan, and yellow contours are the X-ray emissions (from RHESSI) at 12−25 keV, 25−50 keV, and 50−100 keV, respectively, integrated between **a)** 01:49:00 and 01:49:16; **b)** 01:51:00 and 01:51:16; **c)** 01:52:42 and 01:52:58; **d)** 01:55:02 and 01:55:18; and **e)** 01:55:22 and 01:55:38 UT. X-rays have been imaged with the algorithm CLEAN, using collimators 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, and 9. The contours correspond to 60, 70, 80, and 90% of the maximum for the X-ray emissions.

the flare come from. The improved spatial resolution of magnetograms allows very fine structures to be distinguished such as the current ribbons (Janvier et al. 2014), which are visible in Fig. 1 as the alignment of close positive and negative currents and which are shown by the black arrow in the top panel of Fig. 7. These current ribbons are present in both maps at 01:48 and 02:00 UT. We note that these narrow current ribbons have a fragmented appearance with many knots of high current densities distributed along the ribbons. The other noticeable feature in Fig. 7 (bottom) is the appearance of strong currents in the region marked by the red box. The current density in this region is increased by 15% between the two maps. This evolution of the currents has already been noted by Janvier et al. (2014).

Figure 8 shows the evolution of X-ray sources with time, overlaid on the vertical magnetic field and current density maps at the photospheric level obtained at 01:48:00 UT (left) and

02:00:00 UT (right). Two main results can be drawn from this figure:

- Part of the elongated X-ray sources observed between 12 and 50 keV in intervals (a), (b), and (c) overlay the current ribbons.
- The new X-ray source D′ appearing at 50−100 keV in intervals (d) and (e) is located in the region where new vertical photospheric electric currents appeared between 01:48 and 02:00 UT.

The distance of the centroid of each X-ray source seen in Fig. 8 to the nearest current concentration has been estimated. Most of the HXR centroids are found to be within a distance lower than 4 arcsec from the closest part of a current ribbon, with the exception of two sources: the centroid of source E (see images (d) and (e)), which is 8 to 12 arcsec from the nearest current ribbon, and the centroid of source B on image (b) which is at 6 arcsec from the nearest current ribbon. Figure 9 shows the X-ray images reconstructed with the visibility forward fit technique superimposed on the magnetic field and current density maps for intervals (b) and (c). The distance of the maximum of the elongated source (in the narrow energy ranges used in Sect. 3.1, see e.g. Table 1) to the nearest current concentration has also been estimated. This distance is found to decrease with photon energies, being of the order of 8 to 10 arcsec for energies below 26 keV and below 6 arcsec for energies above 26 keV.

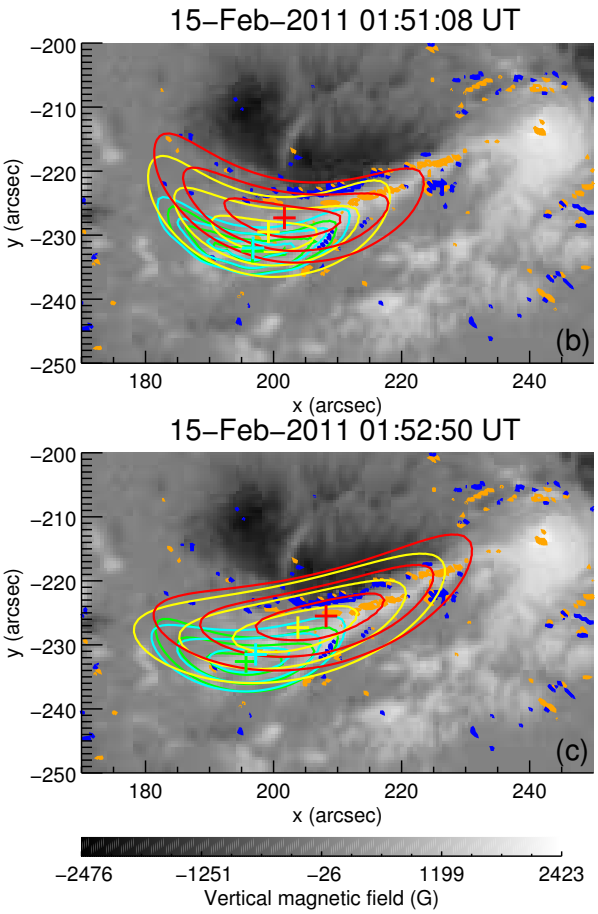


Fig. 9. Magnetic field map (in grey scale) from SDO/HMI of a part of the active region 11158, on February 15, 2011, at 01:48:00 UT. The orange and blue contours represent the positive and negative vertical electric current densities, respectively, with amplitude >100 mA/m^2. The green, cyan, yellow, and red contours are the X-ray emission (from RHESSI) at 12−18 keV, 18−26 keV, 26−40 keV, and 40−60 keV, respectively, integrated between **b)** 01:50:48 and 01:51:28 and **c)** 01:52:30 and 01:53:10 UT. X-rays have been imaged with the Visibility Forward Fit technique using collimators 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, and 9. The contours correspond to 50, 70, and 90% of the maximum for the X-ray emissions. The crosses are at the location of the maxima of the sources.

4. Discussion and interpretation

4.1. How to interpret the spatial configuration of X-ray and EUV sources

During the flare, the X-ray sources below 50 keV have an elongated shape (more than 30 arcsec in length), cospatial with the EUV emission at 94 Å. A large proportion of the X-ray emission in the 25−50 keV range is, however, mostly non-thermal (more than 75% of the total emission in this energy range). It can also be noted that the length of the source systematically increases with energy from 12−18 keV to 40−60 keV (see Table 1).

Such an elongated shape of the HXR emission as well as the increase in the source size with energy is not the standard situation. However, a few events have been reported in which non-thermal HXR emissions at 25−50 keV had an elongated shape resulting from thick-target interactions in a dense coronal loop (see e.g. Veronig & Brown 2004). The evolution with energy of HXR source sizes was also estimated by Xu et al. (2008) for several limb events on extended sources. They found, as in the present case, a slow increase in the source size with energy (the logarithmic slope found for several events is in the range 0.11 ± 0.04−0.76 ± 0.03). They also predicted the evolution of the source size with energy when X-ray emission results from a thermal population of electrons produced at the apex of the loop or when X-ray emission results from non-thermal electrons accelerated in an extended region at the loop apex. They found that in the case of thermal emissions, the source size should decrease with energy, while it should increase in the case of non-thermal emissions. Combining these predictions with the present observations of X-ray source sizes (systematic increase with energy from 12−18 keV to 40−60 keV), we therefore conclude that in this flare the X-ray emissions in the 25−50 keV range coming from the elongated sources arise primarily from non-thermal emissions (in agreement with the spectral analysis of Sect. 3.1).

Furthermore following Xu et al. (2008) for the interpretation of the evolution of the source size with photon energy, it can be deduced that the acceleration region is extended: the size is found to be around 28 arcsec and the density of the loop of the order of 3×10^{10} cm^{-3}. These values are in good agreement with what has been found for a few events by Kontar et al. (2011) and Guo et al. (2012). In their work, Xu et al. (2008) modelled the transport of electrons on the basis of a standard collisional transport model. It was later shown by Kontar et al. (2014) that an increase of X-ray source size with energy can also be predicted in the context of a diffusive transport model of electrons, in which the turbulent pitch angle scattering of energetic electrons on magnetic fluctuations leads to an enhancement of the coronal HXR source relative to the footpoints. Comparing the predictions of this last model with our observations, the size of the acceleration region is found to be 22 arcsec (1.6×10^4 km) and the electron mean free path of the order of 10^9 cm, which is

in agreement with the results of Kontar et al. (2014) for another flare.

At higher energies (>50 keV), the X-ray emission is produced by a non-thermal population of electrons and the emissions come from more compact sources: sources A, B, and B′ in images (a) to (c) and sources D′ and E in images (d) and (e). While sources B and B′ appear to trace the impact of energetic electrons at the footpoint structures, the 50−100 keV source labelled A in images (a), (b), and (c) is located in the middle of the elongated structure observed at lower energies. Its location is also very close to the position of the maximum of the elongated X-ray source in the 40−60 keV range. This high-energy source could be similar to coronal sources more easily observed in the case of limb events (Krucker et al. 2008, 2010; Chen & Petrosian 2012; Su et al. 2013), but projected on the disk in our case. The combined location of coronal and loop-top sources could trace the location where the main reconnection process occurs, i.e. above the loop in which electrons then propagate (see e.g. Su et al. 2013). In this context, the evolution of the location of sources A, B, and B′ between time intervals (a) and (c) most probably follow the evolution of the acceleration site. It must be noted that movement of X-ray footpoints are usually observed in the course of flares and are related to the magnetic reconnection process (see e.g. Fletcher et al. 2011, for a review). A more significant change in the configuration of HXR sources above 50 keV is observed later in the flare (images (d) and (e)). Simultaneously with the hardening of the non-thermal electron spectra, new high-energy HXR sources appear (sources D′ and E) most probably located at the footpoints of an arcade of loops that appeared in EUV at the same time. These observations show that after ≈01h55 UT, magnetic reconnection and the resulting plasma heating and particle acceleration occurs in a new structure. Finally, it can be seen that the position and orientation of the new EUV bright structure are consistent with those of the post-flare loops appearing in the 3D MHD simulation of the flare performed by Inoue et al. (2014).

4.2. How to interpret the relation between X-ray emissions and photospheric vertical electric currents

As discussed in Sect. 3.3, part of the elongated thermal and non-thermal X-ray sources (observed at energies below 50 keV) are located above the narrow and elongated current ribbons measured at the photospheric layer. These elongated X-ray structures were identified in the previous section as being produced in the corona by electrons injected from an extended acceleration region located close to the apex of the magnetic structures. At energies above 50 keV, the X-ray source A is located very close (in projection) to the main current ribbon (shown by a black arrow in the top panel of Fig. 7) revealing the close association between the location of the acceleration region and the location of the electric current sheets.

As has been discussed in Janvier et al. (2014), the photospheric current ribbons (closely related to the flare EUV ribbons) are the tracers at the photospheric boundary of the electric current sheets present in the coronal volume. These current layers are themselves formed in regions of strong gradients of magnetic connectivity (see Fig. 7 in Janvier et al. 2014; and Zhao et al. 2014 for the computation of QSLs in the region) known to be the preferred locations where reconnection can occur (see e.g. Demoulin et al. 1996). As a consequence, plasma heating and particle acceleration can be produced in these regions. This explains why part of the thermal and non-thermal X-ray emissions produced in the coronal elongated sources are found above the photospheric current ribbons that trace the footprints of the coronal current layers.

At energies above 50 keV, the apparition of the X-ray source D′ is accompanied with the appearance of cospatial photospheric currents in the same time interval. We note that the observation of the current density evolution has to be carefully examined since polarization measurements during flares can be biased, and some of the observed features could result from polarization artefacts due to the impact of non-thermal particle beams (see Hénoux & Karlický 2013, and references therein) or induced by resonant scattering due to radiation anisotropies at the edges of flare ribbons (Štěpán & Heinzel 2013). Janvier et al. (2014) discussed this issue for this specific event. They cautiously analysed the vector magnetic field in the active region and concluded that the changes in the electric current density are not artefacts due to polarization effects. They argue that the horizontal fields (from which vertical electric currents are derived) are consistent in both maps at 01:36 UT and 02:00 UT with a signal free of artefacts given the smooth rotation of the magnetic field in this region. Figure 10 (based on Fig. 4 in Janvier et al. 2014) clearly shows a coherent direction of the horizontal magnetic field that varies smoothly within the field of view. Moreover, the curvature of the horizontal field lines increases between 01:48 and 02:00 UT, which is responsible for the increase of the observed vertical current (see also the observations by Petrie 2013). Finally, the increase in the current density shown in Fig. 7 is persistent, as can be seen in Fig. 10. This is a very strong argument against artefacts due to energetic particle precipitation or flare radiation anisotropies, because at 02:48 UT the GOES X-ray flare has largely decayed. We thus reach the same conclusion as Janvier et al. (2014): the increase in the photospheric currents in the black box of Fig. 10 is not due to a polarization artefact but reflects real changes in the horizontal magnetic field and is thus real.

In conclusion, the appearance of the new HXR source D′ and the increase in the same region and in the same time interval of the photospheric currents are linked. The increase in the photospheric currents can be interpreted as a response at the photospheric layer of the change in magnetic topology and current systems in the corona induced by reconnection (see Janvier et al. 2014). As particle acceleration is also a consequence of the magnetic reconnection in the corona, it naturally explains the close temporal and spatial association between locally enhanced X-ray emission and increase in the same region and at the same time of photospheric currents: both result from the same phenomenon, namely magnetic reconnection in the localized coronal current sheets. Finally, it should be noted that such a related evolution of X-ray sources and electric currents in the course of a flare has not been reported previously, given the low cadence of magnetic field measurements before SDO/HMI. However, even in the present case, it is clear that the cadence to derive magnetic field maps (and current density maps) from HMI (12 min) is still too low to be able to track the evolution of electric currents on the timescales relevant to the evolution of X-ray sources (a few tens of seconds).

4.3. Comparison with previous results

As recalled in the introduction, the link between vertical electric currents and electron precipitation sites as diagnosed by

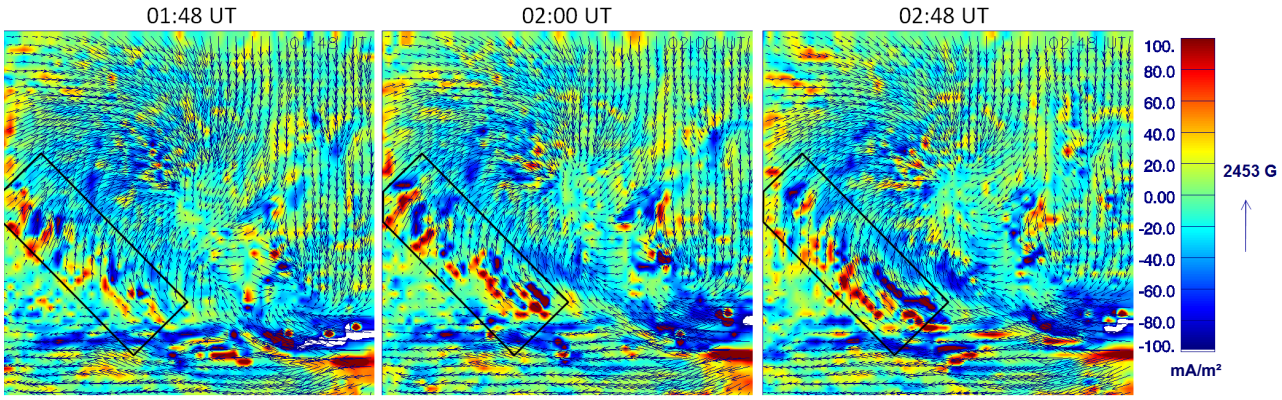


Fig. 10. Vertical current density (colour) and horizontal magnetic field (arrows, see scale), for the region indicated by the black box in Fig. 7 (28″ × 26″ centred at x = 195 arcsec and y = −214 arcsec), at 01:48 UT (*left*), 02:00 UT (*middle*), and 02:48 UT (*right*). The region where the current density increases by 15% between 01:48 and 02:00 UT is indicdated by the black rectangles.

HXR emissions at footpoints was investigated in the 1990s combining YOHKOH/HXT observations and vector magnetograph data from the Mees Solar Observatory (Li et al. 1997; Canfield et al. 1992). It was found that the electron precipitation sites as detected via the HXR footpoints are not exactly cospatial with the regions of highest vertical current densities but adjacent to the current channels. In this new study, using vector magnetograph data (and thus vertical electric maps) obtained from space (with an improved seeing) with a higher spatial resolution in combination with HXR images obtained at the same time and with improved image dynamics and spatial resolution, the link between electron precipitation sites and current concentrations has been revisited. These new observations confirm some of the previous results that HXR footpoints indicating electron precipitations sites are not exactly cospatial with the region of highest electric current densities. This is particularly the case in this flare of the footpoint sources B and E, which are at a distance of 6 to 12 arcsec from the nearest current ribbons in the present flare.

HXR footpoints can also be found at the same location as the current ribbons themselves. This is the case of the HXR footpoint D′ seen at energies above 50 keV after 01:55 UT which is cospatial with new current ribbons which appeared themselves between 01:48 and 02:00 UT. It should be emphasized that the observation of such a combined evolution of HXR footpoints and electric currents is reported here for the first time. A complete interpretation of this observation is not within the scope of this paper aimed at observations, but would require a more complete study combining models of 3D reconnection in flares and particle acceleration.

In addition to HXR footpoint sources, a significant amount of the HXR emissions observed in this flare arise from an extended coronal source observed up to 60 keV. Such coronal HXR sources were not observed in the events studied by (Li et al. 1997; Canfield et al. 1992). The comparison of coronal HXR sources with electric currents ribbons is then performed for the first time in this study. It is found that part of the thermal and non-thermal coronal sources just overlay the current ribbons. This should be further investigated in other events and interpreted in the context of combined models of 3D reconnection in flares and particle acceleration, but this clearly provides support to the models of particle acceleration in reconnecting current sheets (see e.g. Zharkova et al. 2011, for a review of acceleration models).

5. Summary and conclusion

This study is the first detailed comparison between the spatial distribution of photospheric vertical currents and of X-ray emission sites produced by hot plasma and accelerated electrons. For the first time, X-ray images and maps of electric currents (derived from vector magnetograms) were obtained at the same time with an improved time cadence for the observations of vector magnetograms (and derivation of electric current maps) which furthermore enables us to study the coupled evolution of the photospheric electric currents and the HXR emission sites in the course of the flare.

The main results obtained from this first study are the following:

- Parts of the thermal and non-thermal X-ray emissions produced in an extended coronal source overlay the elongated narrow current ribbons observed at the photospheric level.
- A new HRX source at energies above 50 keV appears in the course of the flare in association with an increase of 15% of the photospheric current at around the same time and the same location. This shows a clear link between particle acceleration and reconnecting current sheets.

These two results can be qualitatively explained in the context of the commonly admitted scenario in which magnetic reconnection occurs at current-carrying QSLs in the corona with part of the energy released transferred to plasma heating and particle acceleration. Since X-ray (and EUV) emissions are signatures of plasma heating and of particle acceleration, and since photospheric currents can trace the footprints of the coronal currents embedded in QLSs, some spatial and temporal correlations can naturally be expected between X-ray (and EUV) emitting sites and photospheric current ribbons. In addition, the evolution of magnetic reconnection sites in the course of the flare may lead to two linked consequences: on the one hand, plasma heating and particle acceleration are produced at different locations, potentially leading to the appearance of not only new EUV post-flare loops, but also of new X-ray sources; on the other hand, the change of magnetic topology due to the evolving reconnection process leads to an increase in the photospheric current densities at the same place and time (see also Janvier et al. 2014). These new results have been obtained so far on only one flare. A similar study should be further extended in the future to other X-class

flares, to examine whether this relation between photospheric current ribbons and X-ray sources is systematically observed. This work furthermore shows that the evolution of horizontal magnetic fields and of derived photospheric vertical electric currents can be observed on timescales of 12 min during a strong flare. The cadence is, however, still too low to derive the detailed timing between the evolution of the fields and currents and the evolution of the energetic electron acceleration and interaction sites. Finally, this kind of study deserves future interpretation and modelling: in particular, tentatively coupling acceleration processes to 3D MHD models would allow the derivation of the location of the reconnecting current sheets and of their observed photospheric traces together with the location of HXR sources.

Acknowledgements. We thank Mikola Gordovskyy, Guillaume Aulanier, Miho Janvier, Anna Massone and Brigitte Schmieder for their useful comments, as well as the RHESSI team for providing free access to data. SDO data were made available courtesy of the NASA/SDO AIA and HMI science teams. The authors thank the anonymous referee for his suggestions which led to major improvements in this manuscript. Sophie Musset acknowledges the CNES and the LABEX ESEP (N° 2011-LABX-030) for the PhD funding, and thanks the French State and the ANR for their support through the "Investissements d'avenir" programm in the PSL∗ initiative (convention No. ANR-10-IDEX-0001-02).

Appendix A: Spatial superposition of magnetic field, electric current density, and emissions from flares

A.1. Change of frame

To compare the X-ray emissions with magnetic field and current density maps, the frame of reference must be carefully chosen. Indeed, the X-ray images are created in the Cartesian coordinates (plane-of-sky), whereas the magnetic maps were taken and derived in the heliographic system (heliographic plane, see Fig. A.1). We chose to use in the paper the Cartesian coordinates, since X-ray sources vary on timescales of the order of seconds, whereas the magnetic field maps are obtained at a cadence of 12 min.

The relation between (x, y), the Cartesian coordinates of a point and its heliographic coordinates (L, b) is given by

$$\begin{cases} x = \sin(L - L_C)\cos(b) \\ y = \sin(b)\cos(B_C) - \cos(L - L_C)\cos(b)\sin(B_C) \end{cases} \quad (A.1)$$

with L the longitude of the point relative to the central meridian, b the latitude of the point, and B_C and L_C the latitude and longitude of the centre of the solar disk at the time of observation.

The change of frame also modifies the pixel size. In the case of an active region located near the disk centre, several approximations can be made and the pixel size is described by

$$\begin{cases} px_{car} \approx px_{helio}\cos(L - L_C) \\ py_{car} \approx px_{helio}(\cos(b)\cos(B_C) \\ \qquad + \cos(L - L_C)\sin(b)\sin(B_C)) \end{cases} \quad (A.2)$$

with (px_{car}, py_{car}) the pixel size in the Cartesian coordinates (in the plane-of-sky), and (px_{helio}, py_{helio}) the pixel size in the heliographic coordinates (in the heliographic plane).

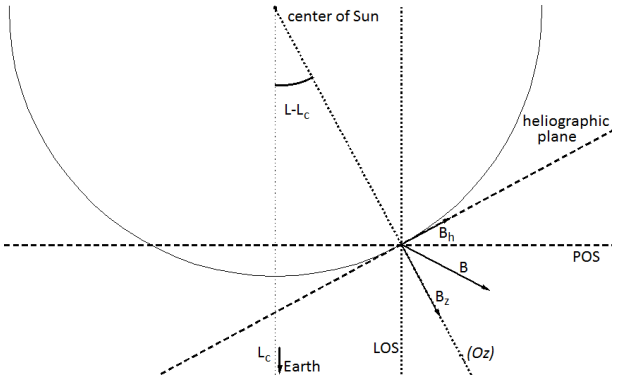


Fig. A.1. Heliographic coordinates: line emission used for spectropolarimetry comes from one layer of the Sun (circle). The magnetic field and electric current density are then calculated in the heliographic coordinates, as the drawing shows: the horizontal component is in the heliographic plane, which is tangent to the considered layer of the Sun, and the vertical component is perpendicular to that along the (Oz) axis. The X-ray emissions are taken in the plane-of-sky (POS), i.e. in the plane perpendicular to the line of sight (LOS).

A.2. Time gap between different observations

The second problem when comparing X-ray emissions and magnetic field maps is the time gap between the different observations. We use the time of the X-ray images as a reference since X-ray sources vary faster than the magnetic field, and also because we generally have more images in X-rays than maps of the magnetic field.

The time gap between the X-ray images and the magnetic maps must be taken into account because the rotation of the solar surface is not negligible. It has been corrected by setting the observation time of the X-ray image when looking for B_C and L_C in the ephemerids to use Eq. (A.1). We note that we used the get_sun procedure in the SolarSoft to get the ephemerids (B_C and L_C at time of observation).

References

Aschwanden, M. J., Kosugi, T., Hanaoka, Y., Nishio, M., & Melrose, D. B. 1999, ApJ, 526, 1026
Aschwanden, M. J., Sun, X., & Liu, Y. 2014, ApJ, 785, 34
Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2005, A&A, 444, 961
Bagalá, L. G., Mandrini, C. H., Rovira, M. G., Démoulin, P., & Hénoux, J. C. 1995, Sol. Phys., 161, 103
Bommier, V., Landi Degl'Innocenti, E., Landolfi, M., & Molodij, G. 2007, A&A, 464, 323
Canfield, R. C., Hudson, H. S., Leka, K. D., et al. 1992, PASJ, 44, L111
Canfield, R. C., de La Beaujardiere, J.-F., Fan, Y., et al. 1993, ApJ, 411, 362
Chen, Q., & Petrosian, V. 2012, ApJ, 748, 33
de La Beaujardiere, J.-F., Canfield, R. C., & Leka, K. D. 1993, ApJ, 411, 378
Demoulin, P., Henoux, J. C., Priest, E. R., & Mandrini, C. H. 1996, A&A, 308, 643
Demoulin, P., Bagala, L. G., Mandrini, C. H., Henoux, J. C., & Rovira, M. G. 1997, A&A, 325, 305
Fletcher, L., Dennis, B. R., Hudson, H. S., et al. 2011, Space Sci. Rev., 159, 19
Guo, J., Emslie, A. G., Kontar, E. P., et al. 2012, A&A, 543, A53
Hagyard, M. J., Teuber, D., West, E. A., & Smith, J. B. 1984, Sol. Phys., 91, 115
Hénoux, J. C., & Karlický, M. 2013, A&A, 556, A95
Hurford, G. J., Schmahl, E. J., Schwartz, R. A., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 61
Inoue, S., Hayashi, K., Magara, T., Choe, G. S., & Park, Y. D. 2014, ApJ, 788, 182
Janvier, M., Aulanier, G., Bommier, V., et al. 2014, ApJ, 788, 60
Kontar, E. P., Hannah, I. G., & Bian, N. H. 2011, ApJ, 730, L22
Kontar, E. P., Bian, N. H., Emslie, A. G., & Vilmer, N. 2014, ApJ, 780, 176
Krucker, S., Battaglia, M., Cargill, P. J., et al. 2008, A&ARv, 16, 155
Krucker, S., Hudson, H. S., Glesener, L., et al. 2010, ApJ, 714, 1108

Leka, K. D., Canfield, R. C., McClymont, A. N., et al. 1993, ApJ, 411, 370
Leka, K. D., Barnes, G., Crouch, A. D., et al. 2009, Sol. Phys., 260, 83
Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, Sol. Phys., 275, 17
Li, J., Metcalf, T. R., Canfield, R. C., Wuelser, J.-P., & Kosugi, T. 1997, ApJ, 482, 490
Lin, Y., & Gaizauskas, V. 1987, Sol. Phys., 109, 81
Lin, R. P., Dennis, B. R., Hurford, G. J., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 3
Machado, M. E., Somov, B. V., Rovira, M. G., & de Jager, C. 1983, Sol. Phys., 85, 157
Mandrini, C. H., Demoulin, P., Rovira, M. G., de La Beaujardiere, J.-F., & Henoux, J. C. 1995, A&A, 303, 927
Moreton, G. E., & Severny, A. B. 1968, Sol. Phys., 3, 282
Petrie, G. J. D. 2012, ApJ, 759, 50
Petrie, G. J. D. 2013, Sol. Phys., 287, 415
Romanov, V. A., & Tsap, T. T. 1990, Sov. Astron., 34, 656
Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., et al. 2012, Sol. Phys., 275, 207
Schmahl, E. J., Pernak, R. L., Hurford, G. J., Lee, J., & Bong, S. 2007, Sol. Phys., 240, 241
Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., et al. 2012, Sol. Phys., 275, 229
Schrijver, C. J., Aulanier, G., Title, A. M., Pariat, E., & Delannée, C. 2011, ApJ, 738, 167
Smith, D. M., Lin, R. P., Turin, P., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 33
Su, Y., Veronig, A. M., Holman, G. D., et al. 2013, Nat. Phys., 9, 489
Sun, X., Hoeksema, J. T., Liu, Y., et al. 2012, ApJ, 748, 77
Štěpán, J., & Heinzel, P. 2013, ApJ, 778, L6
Vemareddy, P., Ambastha, A., & Maurya, R. A. 2012, ApJ, 761, 60
Veronig, A. M., & Brown, J. C. 2004, ApJ, 603, L117
Xu, Y., Emslie, A. G., & Hurford, G. J. 2008, ApJ, 673, 576
Zhao, J., Li, H., Pariat, E., et al. 2014, ApJ, 787, 88
Zharkova, V. V., Arzner, K., Benz, A. O., et al. 2011, Space Sci. Rev., 159, 357

Chapitre 5

Transport diffusif des électrons énergétiques dans la couronne solaire

Sommaire

5.1 Contexte 119
5.1.1 Prédictions du modèle de propagation diffusive des électrons énergétiques . 119
5.1.2 L'éruption du 21 mai 2004 122
5.2 Résumé des observations 123
5.3 Analyse 124
5.3.1 Flux des électrons énergétiques 124
5.3.2 Estimation du libre parcours moyen dans le cadre d'un transport diffusif . . 125
5.3.3 Densité d'électrons énergétiques 126
5.4 Interprétation des observations et analyses 127
5.4.1 Interprétation des observations X 127
5.4.2 Comparaison des observations X avec les observations radio 128
5.5 Conclusions et perspectives 130
5.5.1 Conclusions 130
5.5.2 Perspectives 131
5.6 Article 132

5.1 Contexte

5.1.1 Prédictions du modèle de propagation diffusive des électrons énergétiques

Comme évoqué dans la section 3.2, les sites d'émissions X les plus intenses ne sont pas forcément les sites d'accélération des particules ; l'étude du transport de ces particules dans l'atmosphère solaire, et notamment de ses effets sur les propriétés des populations de particules énergétiques, est donc un champ de recherche important pour pouvoir distinguer les propriétés des particules énergétiques dues au transport des propriétés dues au processus d'accélération.

En section 3.2, le modèle standard de propagation a été présenté, ainsi que de nouvelles observations qui remettent en cause ce modèle. En effet, de récentes observations menées avec le satellite RHESSI, qui permet notamment de réaliser de la spectro-imagerie, ont montré que les flux d'électrons par seconde ainsi que les spectres d'électrons étaient différents entre les sources coronales et

les pieds des boucles magnétiques. Ces observations ne peuvent pas être justifiées dans le modèle standard de propagation, qui est un modèle purement collisionnel.

Une alternative consiste à considérer le transport collisionnel diffusif des électrons énergétiques (voir section 3.2). En effet, la diffusion en angle d'attaque des électrons énergétiques permet de retenir les électrons dans la couronne plus longtemps (le flux d'électrons par seconde est donc plus élevé dans la couronne que dans les pieds), et permet d'expliquer l'observation de spectres d'électrons plus durs dans les pieds que dans les sources coronales. Kontar et al. (2014) ont calculé, dans le cas d'électrons non-relativistes, le coefficient de diffusion (et le libre parcours moyen λ associé) en supposant qu'il était indépendant de l'énergie des électrons énergétiques. Dans la figure 5.1, les spectres d'électrons dans la source coronale et les sources aux pieds des boucles sont tracés, pour différentes valeurs de la densité du plasma et du libre parcours moyen λ. On constate que l'énergie à laquelle les spectres dans la couronne et dans les pieds se croisent dépend de la densité du plasma et du libre parcours moyen λ.

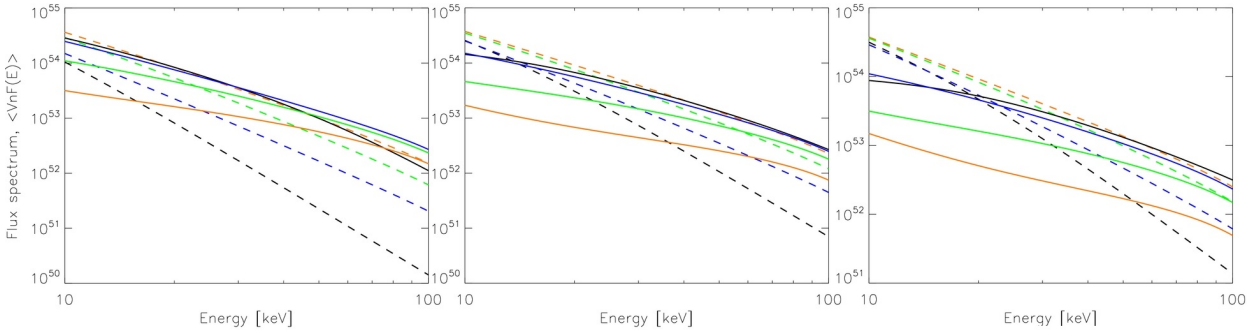


Figure 5.1 – Spectre moyen du flux d'électrons $\langle nVF(E)\rangle$ pour les densités de plasma $n_0 = 1\times10^{10}$ cm^{-3} (à gauche), $n_0 = 5\times10^{10}$ cm^{-3} (au milieu), et $n_0 = 1\times10^{11}$ cm^{-3} (à droite). Les lignes pointillées représentent le spectre de la source coronale tandis que les lignes pleines représentent le spectre aux pieds de boucle. Le cas de transport purement collisionnel est montré en noir, tandis qu'on a un transport diffusif avec $\lambda = 10^9$ cm (en bleu), $\lambda = 10^8$ cm (en vert) et $\lambda = 10^7$ cm (en orange). Figure adaptée de Kontar et al. (2014).

Table 5.1 – Effet de l'évolution des paramètres sur la distribution spatiale et les spectres (voir figure 5.2).

Evolution du paramètre	Effet sur la distribution spatiale	Effet sur les spectres
Augmentation de la densité	L'amplitude de la distribution diminue et la distribution devient plus piquée	L'énergie à laquelle se croisent les spectres augmente
Augmentation du libre parcours moyen	Le maximum de la distribution diminue et la distribution devient moins piquée	L'énergie à laquelle se croisent les spectres diminue
Augmentation de la taille de la région d'accélération	Le maximum de la distribution diminue et la distribution devient moins piquée	L'énergie à laquelle se croisent les spectres augmente

La figure 5.1 permet d'illustrer l'effet des variations de la densité n et du libre parcours moyen λ sur les spectres électroniques au sommet et aux pieds d'une boucle coronale. Cependant, un troisième paramètre a également un effet sur ces spectre : la taille de la région d'accélération d, qui

est fixée à 2 Mm dans Kontar et al. (2014). Afin de pouvoir interpréter les observations faites au cours de ce travail, j'ai étudié l'effet de ces trois paramètres, à la fois sur les spectres mais également sur la distribution spatiale des électrons à 25 keV. Les effets obtenus sont visibles en figure 5.2. Les conclusions sur l'effet de l'évolution des paramètres n, λ et d sur la distribution spatiale du spectre moyen du flux d'électrons, et des spectres moyens dans la couronne et dans les pieds de boucle, sont résumées dans le tableau 5.1.

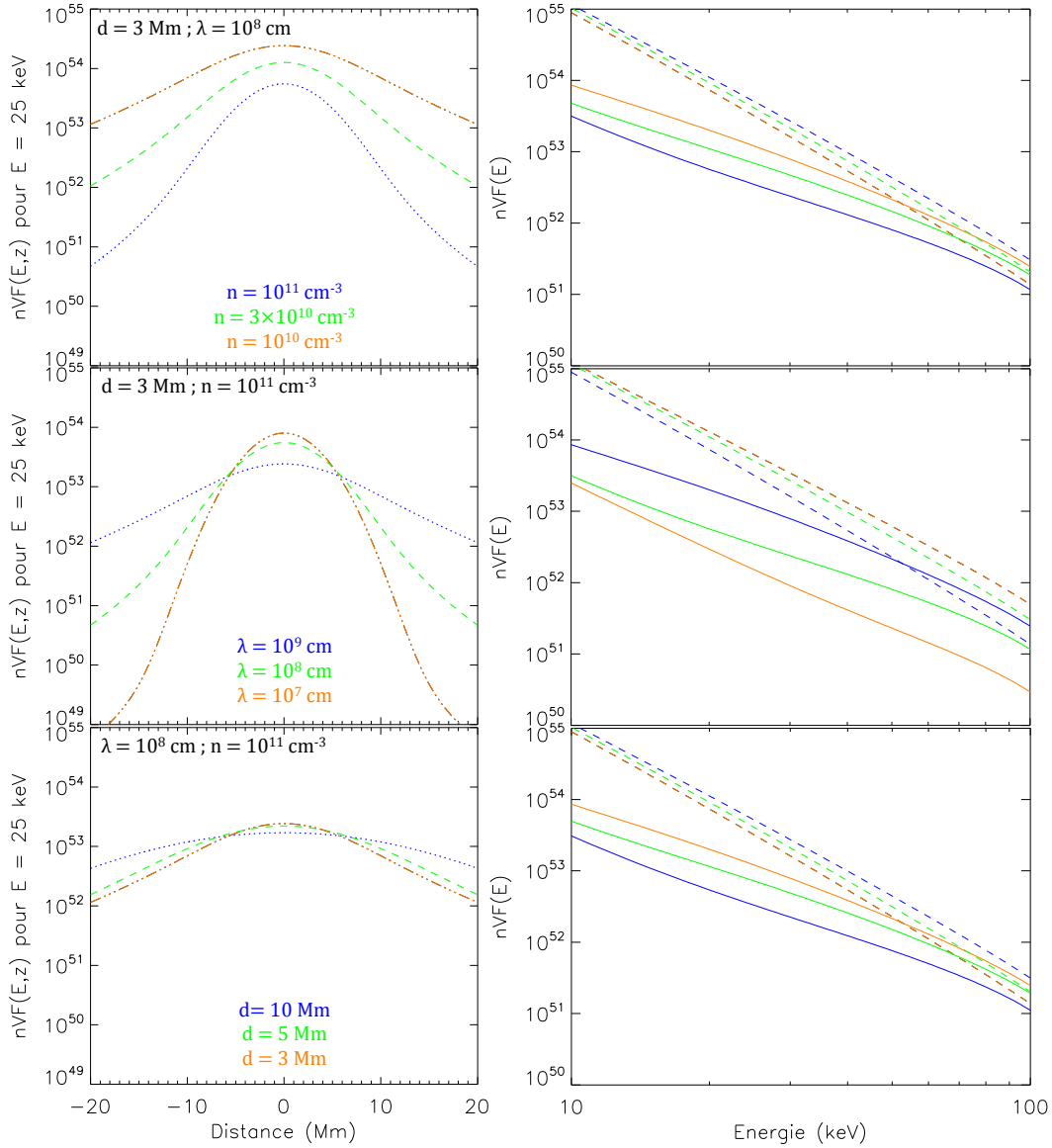


Figure 5.2 – A gauche : distribution spatiale du spectre moyen du flux d'électrons $\langle nVF(E,z)\rangle$ pour $E = 25$ keV ; à droite : spectre moyen du flux d'électrons $\langle nVF(E)\rangle$ calculé dans la source coronale (pointillés) et les sources aux pieds de la boucle (continu). En haut, taille de la région d'accélération est fixée à $d = 3$ Mm et le libre parcours moyen à $\lambda = 10^8$ cm. La densité varie : $n = 10^{11}$ cm^{-3} (bleu), $n = 3 \times 10^{10}$ cm^{-3} (vert) et $n = 10^{10}$ cm^{-3} (orange). Au milieu, $d = 3$ Mm et la densité est fixée à $n = 10^{11}$ cm^{-3}. Le libre parcours moyen varie : $\lambda = 10^9$ cm (bleu), $\lambda = 10^8$ cm (vert) et $\lambda = 10^7$ cm (orange). En bas, $n = 10^{11}$ cm^{-3} et le libre parcours moyen est fixé à $\lambda = 10^9$ cm. La taille de la région d'accélération varie : $d = 10$ Mm (bleu), $d = 5$ Mm (vert) et $d = 3$ Mm (orange).

5.1.2 L'éruption du 21 mai 2004

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude d'une éruption solaire pour laquelle on observe un excès d'électrons dans la source coronale : l'éruption de classe M2.6 du 21 mai 2004. Cette éruption a fait l'objet d'une étude de Kuznetsov & Kontar (2015) : ces auteurs se sont particulièrement intéressés au rayonnement micro-onde observé grace au radiohéliographe de Nobeyama (NoRH). La figure 5.3 montre la superposition des sources X, observées avec RHESSI (contours cyan, bleu et vert), à la source de rayonnement micro-onde à 34 GHz. On peut voir sur cette figure une bonne correspondance entre les deux types de rayonnement : la source de rayonnement synchrotron est co-spatiale avec la source d'émissions X coronale, visible à 12-50 keV. On peut noter cependant qu'il y a environ 6 secondes d'angle de décalage entre le centroide de la source X coronale et la source d'émission radio : il est donc possible que l'émission synchrotron provienne d'une arche coronale située au-dessus de l'arche visible en rayons X.

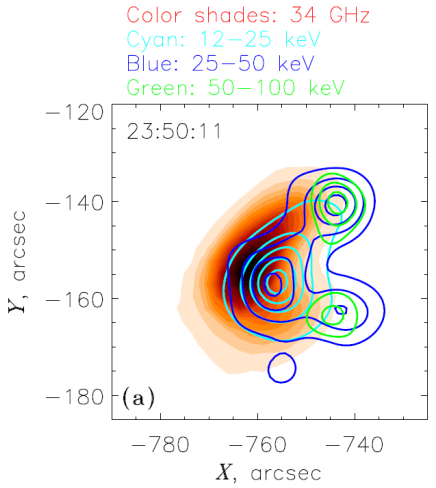


Figure 5.3 – Image radio du NoRH à 34 GHz de l'éruption du 21 mai 2004 (tons rouges), à 23:50:11 TU. Les contours des images X à 12-25 keV (cyan), 25-50 keV (bleu) et 50-100 keV (vert) sont superposés (figure tirée de Kuznetsov & Kontar, 2015).

Kuznetsov & Kontar (2015) ont simulé le rayonnement synchrotron pour retrouver certains paramètres de la distribution d'électrons énergétiques. La distribution en énergie des électrons énergétiques est supposée suivre une loi de puissance, dont l'indice spectral est déterminé lors de leur simulation. Les auteurs ont trouvé un indice spectral d'environ 2 sur trois intervalles de temps différents et ont calculé la distribution spatiale de la densité des électrons énergétiques (figure 5.4).

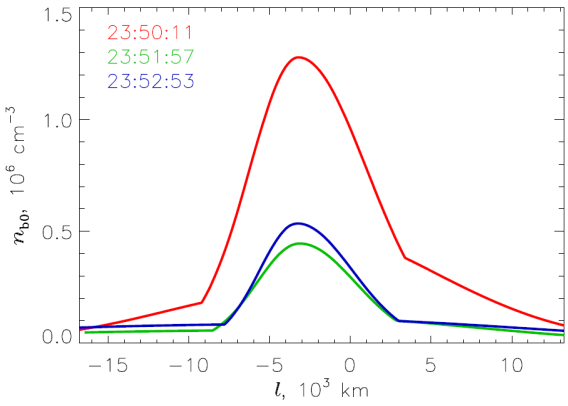


Figure 5.4 – Distribution spatiale de la densité des électrons énergétiques d'énergie $E > 60$ keV, à trois intervalles de temps différents (figure tirée de Kuznetsov & Kontar, 2015).

Sur cette figure, on peut voir que la distribution est très fortement piquée près du centre de la boucle coronale. Les auteurs ont interprété cette distribution comme étant le résultat de deux

populations d'électrons énergétiques ayant des distributions spatiales et spectrales probablement différentes : une population dont la distribution spatiale est très piquée au centre de la boucle et une population avec une distribution spatiale plus faiblement piquée, voire homogène. Ces observations montrent toutefois sans équivoque qu'un mécanisme permet le piégeage des électrons dans la couronne, et que ce mécanisme est efficace pour les électrons d'énergie supérieure à 100 keV, c'est-à-dire les électrons majoritairement responsables du rayonnement gyrosynchrotron.

Nous nous sommes intéressés à cette éruption afin de compléter cette étude avec des observations X menées par RHESSI. Nous avons pour cela utilisé la technique de spectro-imagerie décrite en section 6.3.4. Cela a permis de déterminer le flux d'électrons par seconde dans la source coronale, d'une part, et dans les pieds des boucles d'autre part, et d'étudier la distribution spatiale de la densité d'électrons énergétique, cette fois déterminée à partir des observations X, et donc se rapportant à une population d'électrons d'énergie plus faible, comprise entre 25 et 100 keV environ. Ces observations ainsi que la discussion des résultats sont décrits dans un article (Musset et al., 2016, disponible à la fin de ce chapitre) et sont résumés dans la suite de ce chapitre.

5.2 Résumé des observations

L'éruption M2.6 du 21 mai 2004 a été observée par RHESSI et des rayonnements X d'énergie allant jusqu'à 100 keV ont été détectés. L'évolution temporelle du nombre de coups dans trois intervalles d'énergie est présenté sur la figure 5.5. Les courbes ont été corrigées des changements d'atténuateurs et de décimation. Sur cette figure, l'évolution du flux X à 1-8 Å mesuré par GOES est également tracée.

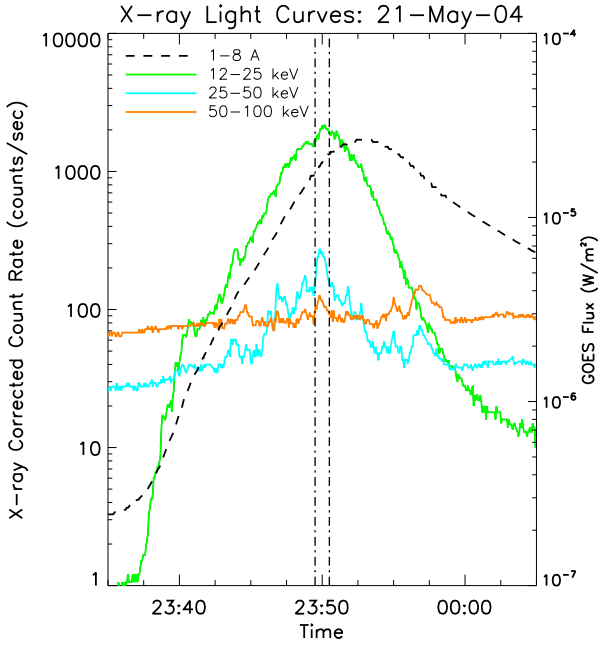


Figure 5.5 – Evolution temporelle des coups corrigés enregistrés par RHESSI entre 23:35 et 01:05 TU, pour différentes bandes en énergie (vert : 12-25 keV, cyan : 25-50 keV, orange : 50-100 keV) et flux enregistré par GOES entre 1.0 et 8.0 Å (ligne pointillée). Les lignes pointillées verticales à 23:49:30 et 23:50:30 TU marquent les limites de l'intervalle de temps utilisé pour la spectro-imagerie.

Nous nous sommes concentrés sur l'étude du pic d'émissions X, comme montré sur la figure 5.5, pour réaliser des images et des spectres de l'émission X. Nous avons utilisé l'algorithme CLEAN pour reconstruire les images. Comme mentionné en section 6.3.3, l'algorithme CLEAN a un paramètre appelé « beam factor », dont dépend fortement la taille des sources. Le choix de la valeur optimale de ce beam factor est décrit en annexe D.

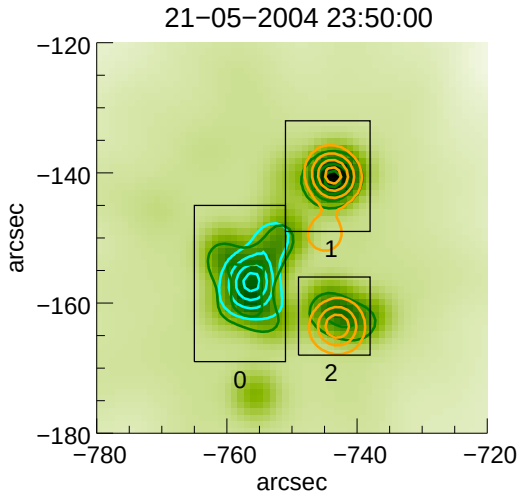


Figure 5.6 – Image CLEAN (beam factor 1.7) entre 23:49:30 et 23:50:30 UT, à 25-50 keV. Les contours représntent les 30%, 50%, 70% et 90% de l'image CLEAN à 10-25 keV (bleu), 25-50 keV (vert) et 50-100 keV (orange). Les rectangles 0, 1, 2 sont les régions utilisées pour la spectro-imagerie de la source du haut de la boucle, le premier et le deuxième pied de boucle respectivement.

Une fois que le « beam factor » est choisi (dans notre cas, sa valeur est de 1.7), une image est reconstruite pour les différentes bandes d'énergies dont l'évolution temporelle est tracée sur la figure 5.5 : 12-25, 25-50 et 50-100 keV. Les contours de ces émissions sont superposés à l'image à 25-50 keV sur la figure 5.6. On peut distinguer trois sources X : l'une est visible entre 12 et 50 keV (source entourée par le rectangle 0 sur la figure 5.6) alors que les deux autres, plus compactes et circulaires, sont visibles entre 25 et 100 keV (encadrés par les rectangles 1 et 2 sur la figure 5.6). Les rectangles ainsi tracés définissent les zones dans lesquelles nous allons étudier le spectre des photons (spectro-imagerie).

L'analyse spectrale réalisée dans ces trois régions est décrite dans le papier disponible à la fin du chapitre.

Plusieurs résultats observationnels sont à noter :

- La source coronale a une composante non-thermique qui domine au-dessus de 25 keV ;
- Les indices spectraux des spectres électroniques des deux pieds de boucle sont proches (4.4 ± 0.2 et 4.2 ± 0.2) : on considère qu'ils ne sont pas différents (la différence est en effet du même ordre de grandeur que l'erreur sur la mesure)
- Le spectre électronique est plus dur dans les pieds que dans la source coronale (ou l'indice est 5.2 ± 0.4), et la différence d'indices spectraux entre la couronne et les pieds est d'environ 1.

Connaissant la taille de la source coronale ainsi que la mesure d'émission (d'après l'analyse spectrale), il est possible de calculer la densité moyenne du plasma dans la boucle coronale : on obtient $\overline{n} = (1.2 \pm 0.2) \times 10^{11}$ cm^{-3} (le détail de cette estimation est disponible dans l'article en fin de chapitre).

5.3 Analyse

5.3.1 Flux des électrons énergétiques

Il est possible de calculer le flux d'électrons énergétiques (d'énergie $> E_0$), $\dot{N}_{LT}$ (en électrons.s^{-1}), dans la source coronale, à partir des résultats de l'analyse spectrale et de la mesure de la taille de la source d'émissions X non-thermiques dans la couronne. Ce calcul est détaillé dans l'article en fin de chapitre. Le flux d'électrons énergétiques calculé est $\dot{N}_{LT} = (0.4 \pm 0.2) \times 10^{35}$ électrons.s^{-1}.

Cette valeur doit être comparée aux flux d'électrons énergétiques arrivant dans les pieds, donnés par l'analyse spectrale des pieds de boucle : $(0.12 \pm 0.03) \times 10^{35}$ et $(0.06 \pm 0.02) \times 10^{35}$ electrons.s^{-1} (Musset et al., 2016). Si on calcule le rapport entre le flux d'électrons énergétiques dans la couronne et le flux arrivant dans les pieds de la boucle, on obtient $\frac{\dot{N}_{LT}}{\dot{N}_{FP}} = 2.2 \pm 0.8$.

5.3.2 Estimation du libre parcours moyen dans le cadre d'un transport diffusif

L'analyse spectrale réalisée sur les différentes sources X permet de connaître le spectre moyen du flux d'électrons $\langle nVF(E,z)\rangle$ pour trois valeurs de z. On réalise une estimation de la distance entre les pieds de la boucle magnétique et son sommet en calculant la distance entre les centroides des trois sources X. Il s'agit d'une estimation grossière de la distance car les effets de projection ne sont pas pris en compte. D'autre part, Kuznetsov & Kontar (2015) ont noté que le pic de densité des électrons énergétiques n'était pas situé exactement au sommet de la boucle coronale, mais était décalé de 3.22 Mm. En prenant en compte ces différentes données, il est possible de calculer $\langle nVF(E,z)\rangle$ pour $E = 25$ keV à trois z différents, comme cela est montré sur la figure 5.7, à gauche. D'autre part, on peut tracer l'évolution du spectre $\langle nVF(E)\rangle$ en fonction de l'énergie pour les trois sources d'émissions X, comme cela est fait sur la figure 5.7, panneau de droite.

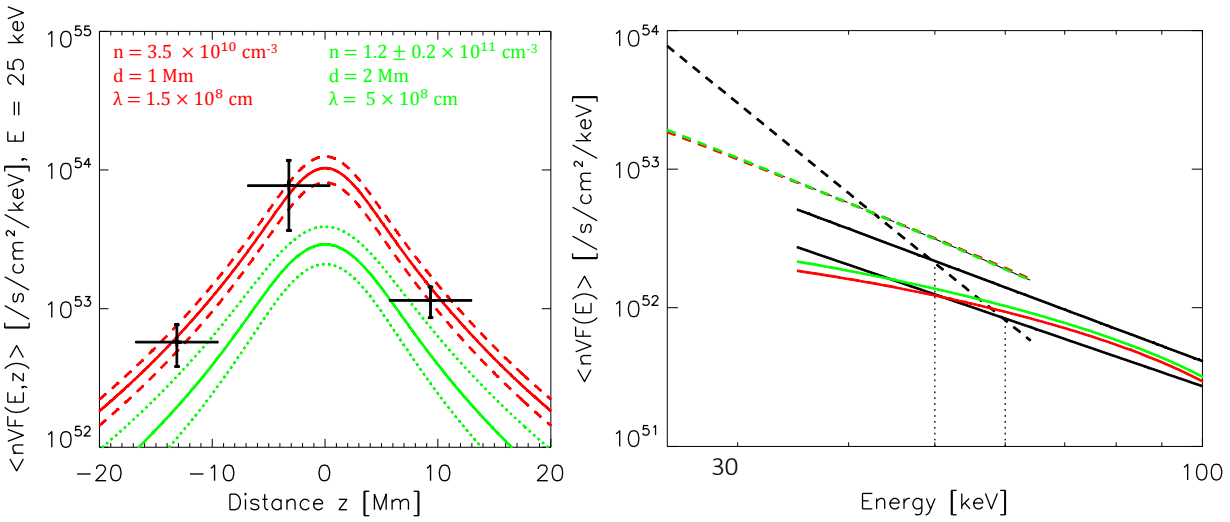


Figure 5.7 – A gauche : distribution spatiale du spectre moyen du flux d'électrons $\langle nVF(E,z)\rangle$ pour $E = 25$ keV. Les trois points sont calculés à partir de l'analyse spectrale des trois régions d'émission X. Les deux courbes montrent l'intervalle dans lequel se trouve la distribution d'électrons pour $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}, $d = 2$ Mm et $\lambda = 5 \times 10^8$ cm (en vert) et $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, $d = 1$ Mm et $\lambda = 1.5 \times 10^8$ cm (en rouge). A droite : spectre moyen du flux d'électrons $\langle nVF(E)\rangle$ calculé dans la source coronale (pointillés) et les sources aux pieds de la boucle (continu). Les spectres rouges et verts sont les spectres calculés dans le cadre du transport diffusif avec les paramètres mentionné auparavant ; les spectres noirs sont les spectres observés pour les trois sources d'émissions X.

Le modèle de transport diffusif permet de réaliser des prédictions concernant la distribution spatiale et en énergie des spectres moyens du flux d'électrons, comme cela a été montré en section 5.1.1. Il existe trois paramètres qui permettent de modifier ces distributions : la densité n, la taille de la source d'accélération d et le libre parcours moyen λ. La densité a été évaluée à partir de l'analyse spectrale et d'une estimation du volume de la source X coronale : on a donc $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}. En gardant cette valeur de la densité, nous avons cherché à reproduire à la fois la distribution

spatiale du spectre moyen de flux d'électrons à 25 keV, et les spectres moyens en énergie (on a en particulier tenté d'obtenir des spectres qui se croisent à une énergie située entre 50 et 60 keV, énergies auxquelles les spectres observés dans les pieds croisent le spectre observé dans la couronne), en faisant varier les valeurs de la taille de la région d'accélération d et du libre parcours moyen des électrons énergétiques λ. Le résultat est visible en figure 5.7. La distribution obtenue est comprise entre les courbes rouges sur cette figure (panneau de gauche), en prenant en compte les barres d'erreur sur les quantités dérivées de l'analyse spectrale et sur la densité. Comme on peut le voir sur cette figure, cette courbe reproduit bien la forme de la distribution mais est située sous les points de données. Concernant les spectres visibles à droite de cette figure, la pente du spectre des pieds est bien reproduite mais le spectre coronal est plus dur que le spectre observé.

Si on considère que la densité n est un paramètre libre du modèle, au même titre que la taille de la région d'accélération d et le libre parcours moyen λ, les valeurs de ces trois paramètres qui permettent au modèle de transport diffusif d'expliquer à la fois la distribution spatiale et les spectres observés sont $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, $d = 1$ Mm et $\lambda = 1.5 \times 10^{8}$ cm. Le résultat est visible en bleu sur la figure 5.7. On constate qu'avec ces valeurs, le modèle de transport diffusif permet d'expliquer les observations, à l'exception du spectre coronal qui est plus dur que le spectre coronal observé.

5.3.3 Densité d'électrons énergétiques

Comme mentionné en section 5.1.2, Kuznetsov & Kontar (2015) ont étudié le rayonnement gyrosynchrotron lors de cette éruption, et ont reproduit la distribution spatiale de la densité d'électrons énergétiques d'énergie supérieure à 60 keV (voir figure 5.4).

Afin de comparer une quantité similaire dérivée des observations X, nous calculons la densité d'électrons énergétiques d'énergie supérieure à 25 keV, n_b^{25}, dans les différentes sources d'émissions X afin d'en étudier la distribution spatiale le long de la boucle (voir le détail dans l'article situé en fin de chapitre). Pour cela, une estimation de l'aire de la section de la source coronale est nécessaire : d'après les observations, on a $A = 26$ Mm^2. Le résultat de ces calculs est visible sur la figure 5.8 : n_b^{25} est montré sur le panneau de gauche. Dans le panneau de droite, on a tracé n_b^{60} tel que calculé par Kuznetsov & Kontar (2015), ainsi que la valeur déduite de la valeur n_b^{25} calculée à partir des observations en rayons X, et en faisant l'hypothèse d'une distribution d'électrons énergétiques en loi de puissance avec un indice spectral de 5.2, comme déduit de l'analyse spectrale .

On constate qu'une fois encore, le modèle diffusif avec une densité de $1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3} ne permet pas de reproduire la densité n_b^{25} dérivée des observations, alors que ce même modèle avec une densité de 3.5×10^{10} cm^{-3} permet de le faire, avec un libre parcours moyen $\lambda = 1.5 \times 10^{8}$ cm. En revanche, lorqu'on applique le modèle diffusif avec ces deux sets de valeurs pour n, d et λ, pour la densité d'électrons énergétiques n_b^{60}, la forme des distributions ne concordent pas avec la distribution calculée par Kuznetsov & Kontar (2015) : les distributions déduites du modèles sont beaucoup plus étalées (moins piquées au sommet).

Afin de reproduire une distribution ayant une forme similaire, nous faisons varier le libre parcours moyen λ. La forme de la distribution de la densité n_b^{60} calculée à partir des données centimétriques par Kuznetsov & Kontar (2015) est mieux reproduite par le modèle de transport collisionel avec $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}, avec $\lambda = 3 \times 10^{7}$ cm. On note qu'avec $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, le libre parcours moyen qui permet de reproduire une forme similaire (même si la normalisation n'est pas bonne) est $\lambda = 10^{7}$ cm. On remarque que le libre parcours moyen est plus petit pour les électrons de plus haute énergie.

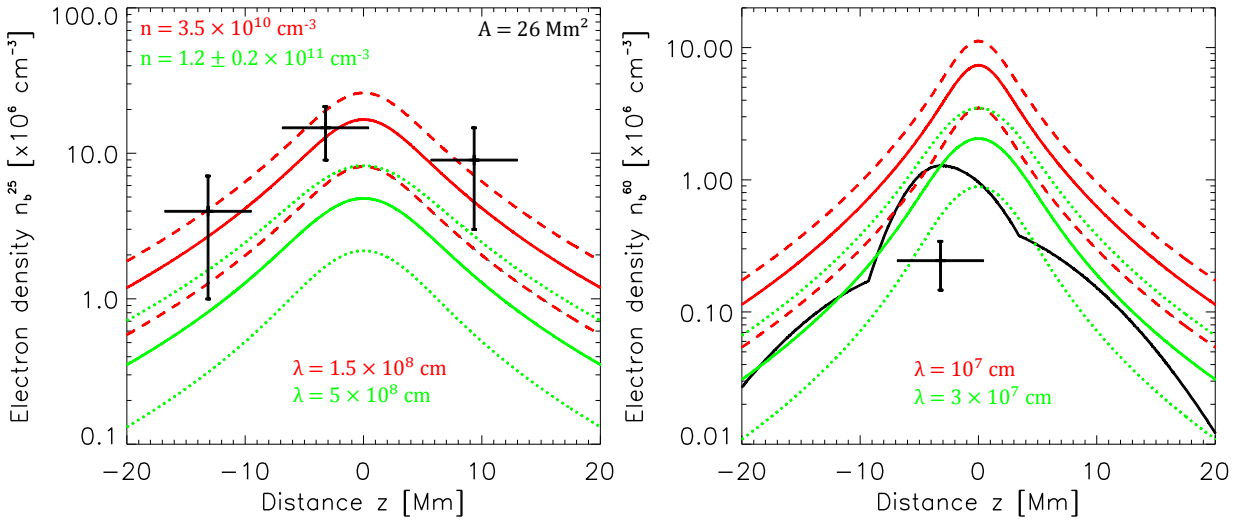


Figure 5.8 – A gauche : distribution spatiale de la densité d'électrons d'énergie $E > 25$ keV, n_b^{25}. Les croix représentent les points dérivés des observations X. Chaque courbe colorée est entourée par deux courbes en pointillés représentant l'erreur sur la valeur n_b^{25} obtenue en utilisant le modèle diffusif avec les paramètres suivants : $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}, $d = 2$ Mm et $\lambda = 5 \times 10^8$ cm (en vert) et $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, $d = 1$ Mm et $\lambda = 1.5 \times 10^8$ cm (en rouge). A droite : distribution spatiale de la densité d'électrons d'énergie $E > 60$ keV, n_b^{60}. La ligne continue représente la distribution de la densité n_b^{60} calculée par Kuznetsov & Kontar (2015). La croix représente la valeur n_b^{60} estimée dans la couronne à partir des observations X. Chaque trio de courbes colorées représente un encadrement de la valeur n_b^{60} obtenue en utilisant le modèle diffusif avec les paramètres suivants : $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}, $d = 2$ Mm et $\lambda = 3 \times 10^7$ cm (en vert) et $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, $d = 1$ Mm et $\lambda = 10^7$ cm (en rouge).

5.4 Interprétation des observations et analyses

5.4.1 Interprétation des observations X

Deux résultats observationnels principaux sont dérivés de la spectro-imagerie dans le domaine X :

- Le spectre électronique est plus dur dans les pieds de boucle (indices spectraux de 4.2 et 4.4) que dans la source coronale (indice spectral de 5.2). Cette différence d'indice de 1 est similaire aux différences d'indices des évènements étudiés par Simões & Kontar (2013), et est comparable aux résultats de Battaglia & Benz (2006) qui ont étudié le spectre de photons. Cette différence d'indice ne peut pas être expliquée par le modèle standard de propagation (transport purement collisionnel).

- Le flux d'électrons énergétiques dans la couronne est plus élevé que le flux d'électrons énergétiques dans les pieds. On a un rapport $\frac{\dot{N}_{LT}}{\dot{N}_{FP}} = 2.2$; cette valeur est similaire aux rapports calculés par Simões & Kontar (2013) pour quatre éruptions solaires. Ce rapport devrait être de l'ordre de l'unité dans le cas d'un transport purement collisionnel : là encore, ce modèle ne permet pas d'expliquer ces observations.

Afin d'expliquer le piégeage des électrons dans la couronne, on peut imaginer la présence de miroirs magnétiques, dus à une convergence du champ magnétique au niveau des pieds de la boucle coronale dans laquelle se propagent les électrons. Le ratio magnétique $\sigma = B_{\rm FP}/B_{\rm LT}$ nécessaire pour

expliquer nos observations est de l'ordre de 1.4 (le détail de cette estimation est disponible dans le papier en fin de chapitre). Cependant, un tel modèle ne permet a priori pas d'expliquer la différence d'indice spectral de la distribution des électrons entre la source coronale et les pieds de la boucle.

Un autre modèle permet d'expliquer à la fois le piégeage des électrons énergétiques dans la couronne et le durcissement du spectre dans les pieds : le modèle de transport diffusif présenté en sections 3.2 et 5.1. Les paramètres de ce modèle sont la densité du milieu n, la taille de la région d'accélération d, et le libre parcours moyen des particules énergétiques λ. Une estimation de la densité a été réalisée à partir des observations : $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}. Dans un premier temps, on a donc tenté de reproduire le spectre moyen du flux d'électrons $\langle nVF(E,z)\rangle$ en trouvant les valeurs les plus adaptées des paramètres d et λ. Dans une deuxième approche, nous avons fait varier les trois paramètres n, d et λ. Pour ces deux approches, on a cherché les valeurs des paramètres qui permettent à la fois de reproduire les spectres, et en particulier l'énergie à laquelle le spectre d'électrons coronal et le spectre d'électrons aux pieds se croisent, et à la fois de reproduire la distribution spatiale de ce spectre moyen.

Le résultat de ces deux approches est visible en figure 5.7. On note que les spectres reproduits par les deux approches sont très similaires, cependant, lorsqu'on garde n fixé à $1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}, on ne parvient pas à reproduire la distribution spatiale de $\langle nVF(E,z)\rangle$ (avec $E = 25$ keV) déduite des observations X. La forme de la distribution est bien reproduite avec $d = 2$ Mm et $\lambda = 5 \times 10^8$ cm, mais il semble y avoir une différence de normalisation entre la distribution observée et la distribution déduite du modèle. Deux explications sont possibles :

1. Des effets supplémentaires doivent être pris en compte dans le modèle, tels que les effets de la convergence du champ magnétique ;
2. L'estimation de la densité qui a été réalisée n'est pas correcte. Notons que cette estimation est calculée à partir de la mesure d'émission obtenue lors de l'analyse spectrale, et d'une estimation du volume de la source X réalisée à partir des images X. Cette estimation de la taille est plutôt grossière et imprécise.

Dans notre deuxième approche, nous considérons que n est un paramètre libre au même titre que d et λ. Le modèle de transport diffusif permet de reproduire la distribution observée avec $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, $d = 1$ Mm et $\lambda = 1.5 \times 10^8$ cm. On note ici que le libre parcours moyen est bien inférieur à la longueur de la boucle coronale, et est comparable à la taille de la région d'accélération. La densité obtenue est trois plus faible que la densité déduite des observations (mesure d'émission et taille de la source). L'incertitude principale sur cette valeur de la densité est due à l'estimation de la taille de la source d'émission thermique.

5.4.2 Comparaison des observations X avec les observations radio

Nous avons cherché à comparer les observations X aux observations centimétriques de Kuznetsov & Kontar (2015). En effet, alors que les observations X permettent de caractériser une population d'électrons dont la majorité a une énergie comprise entre 25 et 100 keV, les électrons qui contribuent au rayonnement gyrosynchrotron ont en majorité des énergies supérieures à 100 keV.

Il a été montré par Kuznetsov & Kontar (2015) (voir figure 5.3) que lors de l'éruption du 21 mai 2004, les rayonnements gyrosynchrotron et X sont co-spatiaux dans la couronne (même si on observe un décalage entre les centroïdes des deux émissions). On peut donc supposer que la même population d'électrons est responsable à la fois du rayonnement de freinage en X et du rayonnement synchrotron en radio. Dans ce cas, comparer les résultats obtenus en X et en radio revient à étudier deux gammes d'énergies différentes.

Possibilité d'un spectre à double loi de puissance dans la couronne

Les indices spectraux pour le spectre électronique dérivé des observations X et des observations radio ne concordent pas : on a trouvé un indice spectral de 5.2 avec les observations X, alors que les observations radio ont donné un indice spectral de 2.1 (Kuznetsov & Kontar, 2015). Il est donc possible que la distribution totale des électrons connaisse un changement d'indice spectral à haute énergie, avec un spectre plus dur à plus haute énergie. Un tel changement de spectre a d'ailleurs été observé pour des évènements pour lesquels le rayonnement X/gamma était disponible au-dessus de 100 keV (Trottet et al., 1998, Vilmer et al., 1999).

Distribution spatiale de la densité d'électrons énergétiques

Nous avons cherché à comparer les observations X aux observations centimétriques de Kuznetsov & Kontar (2015). Dans cet article, les auteurs ont calculé la distribution spatiale de la densité d'électrons énergétiques d'énergie supérieure à 60 keV, n_b^{60}. Nous avons donc calculé la densité d'électrons d'énergie supérieure à 25 keV (n_b^{25}) à partir des observations X. Pour cela, nous avons du estimer l'aire A de la section de la source d'émissions X non-thermiques coronale, ce qui introduit une certaine incertitude sur le résultat. Une estimation de n_b^{60} réalisée à partir de n_b^{25}, et en supposant un indice spectral de 5.2 (comme observé en X), a été réalisée et comparée à l'estimation de Kuznetsov & Kontar (2015). On constate que la valeur dérivée des observations X est bien inférieure à la valeur calculée à partir des observations radio (voir figure 5.8, panneau de droite). Cela pourrait être expliqué par un durcissement du spectre à haute énergie, comme évoqué précédemment.

D'autre part, la comparaison de n_b^{25} (données X) et n_b^{60} (données radio) montre que la distribution spatiale de n_b^{60} est plus piquée que celle de n_b^{25}. En effet, lorsqu'on calcule le rapport entre la densité au maximum de la distribution, et la densité dans les deux pieds, on obtient :

- $n_{b,LT}^{25}/n_{b,FP}^{25} = 1.6$ et 3.8
- $n_{b,LT}^{60}/n_{b,FP}^{60} = 7.7$ et 9.0

Cette observation peut s'expliquer dans le cadre du transport diffusif : en effet, le libre parcours moyen des particules dépend de l'énergie des particules accélérées ; et une diminution du libre parcours moyen permet de produire une distribution spatiale du spectre moyen d'électrons plus piquée (voir Kuznetsov & Kontar, 2015, et la figure 5.2).

Nous avons donc utilisé le modèle de transport diffusif avec les paramètres dérivé à partir des observations X (voir section 5.4.1) afin d'expliquer les distributions spatiales de densité n_b^{25} (données X) et n_b^{60} (données radio). En ce qui concerne la distribution n_b^{25}, le modèle diffusif avec $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}, $d = 2$ Mm et $\lambda = 5 \times 10^8$ cm permet de reproduire la forme de la distribution mais le problème de normalisation remarqué pour la distribution spatiale du spectre moyen $\langle nVF(E,z)\rangle$ est présent. Le modèle diffusif avec $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, $d = 1$ Mm et $\lambda = 1.5 \times 10^8$ cm permet d'expliquer la distribution observée avec le modèle de transport diffusif (voir figure 5.8, panneau de gauche).

En revanche, lorsque l'on garde ces paramètres, la distribution spatiale de n_b^{60} est beaucoup trop peu piquée et ne permet pas d'expliquer la distribution calculée par Kuznetsov & Kontar (2015). Nous avons supposé que les électrons responsables du rayonnement X et du rayonnement radio provenaient d'une seule population d'électrons. Dans ce cas, la densité et la taille de la région d'accélération ne devraient pas varier. Nous avons donc fait varier seulement le libre parcours moyen et obtenu deux distributions reproduisant grossièrement la forme de la distribution obtenue par Kuznetsov & Kontar (2015). La première, avec les paramètres $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}, $d = 2$ Mm et $\lambda = 3 \times 10^7$ cm, permet de reproduire les observations de Kuznetsov & Kontar (2015).

La seconde, avec $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, $d = 1$ Mm et $\lambda = 10^7$ cm, a une forme similaire mais ne reproduit pas les quantités observées. On peut remarquer que dans les deux cas, le libre parcours moyen déduit des observations radios est plus petite que celui déduit des observations X.

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ces différentes comparaison entre distributions spatiales observées et prédites par le modèle :

- Si l'on utilise la valeur de la densité déduite des observations, nous ne parvenons pas à reproduire exactement la distribution spatiale du spectre moyen déduite des observations X. En revanche, si on considère que la densité est un paramètre libre, ces observations sont bien reproduites par le modèle de transport diffusif.
- Certains problèmes de normalisation ont été pointés lors de la comparaison entre les différentes distributions spatiales observées (spectre moyen à 25 keV, densité d'électrons énergétiques au-dessus de 25 keV et 60 keV). Ces problèmes de normalisation sont notamment liés à la détermination des tailles des sources, ce qui influe notamment sur la valeur de la densité estimée ainsi que sur la valeur de la densité d'électrons énergétiques calculée à partir des observations X.
- Les différentes distributions spatiales observées sont bien reproduites dans leur forme, malgré les problèmes de normalisation : cela nous permet de conclure que le modèle de transport diffusif peut expliquer ce type de distributions. On note que le libre parcours moyen dérivé pour la population d'électrons d'énergie supérieure à 60 keV ($\lambda = 1 - 3 \times 10^7$ cm) est beaucoup plus petit que le libre parcours moyen dérivé pour la population d'électrons d'énergie supérieure à 25 keV ($\lambda = 1.5 - 5 \times 10^8$ cm). Cette dépendance en énergie du libre parcours moyen est une prédiction du modèle de transport diffusif (Kontar et al., 2014).

5.5 Conclusions et perspectives

5.5.1 Conclusions

La spectro-imagerie X est une nouvelle technique observationnelle devenue réalisable avec RHESSI, qui permet d'étudier l'évolution de la distribution des électrons énergétiques entre le sommet d'une boucle coronale et les pieds de cette boucle. Cela permet d'étudier le transport des particules dans cette boucle coronale, comme cela a été réalisé au cours de quelques études précédentes (voir par exemple Battaglia & Benz, 2006, Simões & Kontar, 2013). On note que peu d'études se sont intéressées directement aux spectres d'électrons (et non aux spectres de photons), comme cela est réalisé dans l'étude de Simões & Kontar (2013).

Nous avons donc étudié l'évolution du spectre électronique entre le somment et les pieds d'une boucle coronale, lors de l'éruption du 21 mai 2004 : cela a permis de montrer que le spectre électronique est plus dur dans les pieds que dans la couronne (avec une différence d'indice de 1), et qu'il existe un excès de flux d'électrons dans la couronne, par rapport au flux d'électrons énergétiques mesuré dans les pieds de boucle. Ces observations peuvent être expliquées par le modèle de transport diffusif, en présence de fluctuations turbulentes de champ magnétique dans la couronne (Kontar et al., 2014). Nous avons utilisé les prédictions de ce modèle pour expliquer nos observations, et constaté que le libre parcours moyen était de l'ordre de $\lambda = 1.5 - 5 \times 10^8$ cm, ce qui est inférieur à la longueur totale de la boucle (de l'ordre de 2×10^9 cm).

Cette éruption ayant également fait l'objet d'une étude de Kuznetsov & Kontar (2015), à partir de l'observation du rayonnement gyrosynchrotron, nous avons comparé ces deux types d'observations, ce qui permet d'étudier deux gammes d'énergies différentes (25-100 keV à partir des émissions X, et supérieure à 100 keV à partir des émissions centimétriques). Nous avons donc analysé pour la

première fois les effets du transport sur deux gammes d'énergie différentes en combinant observations X et radio, et montré que l'excès d'électrons énergétiques était plus prononcé à haute énergie qu'à basse énergie. Dans le cadre d'un transport diffusif, cela se traduit par un libre parcours moyen plus petit pour expliquer les observations radio : de l'ordre de $1 - 3 \times 10^7$ cm. La dépendance en énergie du libre parcours moyen est l'une des prédictions de ce modèle, bien que par simplicité les auteurs l'aient gardé constant et ne se soient intéressés qu'à la gamme d'énergie 10-100 keV. De plus, ce travail permet la comparaison presque directe entre des propriétés des électrons produisant le rayonnement X dans la source coronale et les électrons émettant dans le domaine radio.

Ce type d'observations combinées fournit donc de bonnes contraintes sur les modèles de transport des particules, en fournissant des informations concernant l'évolution spatiale du spectre moyen d'électrons, et notamment du flux d'électron et de l'indice spectral électronique.

5.5.2 Perspectives

Bien que le modèle de transport diffusif permette d'expliquer globalement les observations X et radio, on a noté que l'ajustement du modèle n'était pas toujours satisfaisant. Bien que cela puisse être dû à une mauvaise estimation des tailles (voir les estimations présentées dans l'article), comme discuté dans la section précédente, il est également possible que les différences observées entre observations et prédictions du modèle soient dues à la non prise en compte de certains phénomènes. En effet, les effets de la convergence du champ magnétique n'ont pas été pris en compte dans le modèle développé par Kontar et al. (2014). D'autre part, ce modèle a été développé pour le cas non-relativiste ; nous l'avons cependant appliqué aux observations dérivées du rayonnement radio, produit en majorité par des électrons d'énergie supérieure à 100 keV, et donc moyennement relativistes. L'incorporation des effets relativistes, de la dépendance du libre parcours moyen en fonction de l'énergie, ainsi que des effets du champ magnétique convergent, permettrait d'améliorer la précision du modèle de transport diffusif.

Des observations combinées comme celles qui ont été conduites dans cette étude fournissent de bonnes contraintes sur les modèles de transport des particules, notamment concernant l'évolution spatiale du spectre moyen d'électrons (flux d'électron et indice spectral électronique en particulier). Il est plus difficile connaitre l'évolution temporelle de ces quantités, la statistique n'étant pas suffisante lorsqu'on n'est pas au pic d'émissions X (dans ce cas particulier). Ce problème est probablement récurrent pour l'analyse d'éruptions moyennes. Les modèles de transport de particules développés dans la littérature devraient donc produire des prédictions sur l'évolution spatiale de ces quantité (spectre moyen du flux d'électrons, indice spectral électronique, flux d'électrons, densité d'électrons énergétiques...), intégrées sur un temps relativement long (dans notre étude, les observations X sont intégrées sur une minute) ; cela permettrait de comparer les observations aux prédictions de ces modèles, et de comparer la validité de plusieurs modèles pour une éruption donnée. Pour l'instant, peu de prédictions ont été clairement établies concernant ces quantités et leur évolution spatiale, notamment par les modèles décrits en section 3.2.

Enfin, la principale limite observationnelle à cette étude est la faible dynamique des instruments X à imagerie indirecte tels que RHESSI : en effet, les sources coronales sont rarement observées en présence de sources aux pieds des boucles, car ces sources coronales sont en général trop peu intenses en comparaison. L'arrivée d'imageurs X directs dédiés à l'observation solaire (tels que l'instrument FOXSI), dont la dynamique et la sensibilité sont bien meilleures, pourraient permettre d'observer des sources coronales dans une plus grande fraction des éruptions solaires observées, et pour des éruptions d'intensité plus faible ; cela permettrait d'étudier le transport des électrons énergétiques dans des circonstances plus variées que ce qui est fait aujourd'hui.

5.6 Article

Astronomy & Astrophysics manuscript no. paper_20161221
December 21, 2016
©ESO 2016

Diffusive Transport of Energetic Electrons in the Solar Corona: X-ray and Radio Diagnostics

S. Musset[1], E. P. Kontar[2], and N. Vilmer[1]

[1] LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité
[2] School of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Glasgow G12 8QQ, UK

Received ... / Accepted ...

ABSTRACT

Context. Imaging spectroscopy in X-rays with RHESSI provide the possibility to investigate the spatial evolution of the X-ray emitting electron distribution and therefore study the transport effects on energetic electrons during solar flares.
Aims. We study the energy dependence of the electron scattering mean free path in the solar corona.
Methods. We use the imaging spectroscopy technique with RHESSI to study the evolution of energetic electrons distribution in different part of the magnetic loop during the 2004 May 21 flare. These observations are compared with the radio observations of the same flare by Kuznetsov & Kontar (2015), and with the predictions of the diffusive transport model described by Kontar et al. (2014).
Results. The X-ray analysis show a trapping of energetic electrons in the corona and a spectral hardening of the energetic electron distribution between the top of the loop and the footpoints. Coronal trapping of electrons is stronger for the radio-emitting electrons than for the X-ray-emitting electrons. These observations can be explained by the diffusive transport model derived by Kontar et al. (2014).
Conclusions. We show that the combination of X-ray and radio diagnostics is a powerful tool to study electron transport in the solar corona in different energy domains. We show that the diffusive transport model can explain our observations; and in the range 25-500 keV, the electron scattering mean free path decreases with electron energy. We can deduce for the first time the mean free path dependence on energy. It follows a power law $\lambda(E) \propto E^{-\alpha}$, with α between -1.1 and -0.9.

Key words. Sun: flares - Sun: particle emission - Sun: X-rays - Transport of particles - RHESSI

1. Introduction

Particle transport between the acceleration site and the X-ray and radio emission sites is a key process that must be studied and understood in order to use X-ray and radio diagnostics to study particle acceleration during solar flares. Indeed, transport mechanisms can modify the spatial and spectral distributions of energetic particles produced by the acceleration process. The spatial and spectral distributions of X-ray emitting electrons can be studied during solar flares using imaging spectroscopy in X-rays. This technique is therefore a useful tool to study the transport of energetic electrons in magnetic loops.

In addition to imaging and spectroscopy of solar flares in X-ray and gamma-ray ranges (Lin et al. 2002), the Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) provides the possibility to use imaging spectroscopy in hard X-rays (HXR). This technique has been used to study events which exhibit both footpoint and coronal HXR sources (e.g. Krucker & Lin 2002; Emslie et al. 2003; Battaglia & Benz 2006; Piana et al. 2007; Simões & Kontar 2013). These studies show in particular that in some events, X-ray emission in the coronal source is a combination of both thermal and non-thermal emissions. Battaglia & Benz (2006) showed that the difference between the photon spectral indexes in the coronal source and the footpoint sources was between 1.2 and 0.6 (in three flares) and between 2.4 and 3.7 (in two flares), but not 2, the expected value in the standard model. This discrepancy between expected and observed differences implies that additionnal transport effects are needed to explain these observations. Battaglia & Benz (2006) interpreted the hardening of the spectrum as the result of a filter mechanism causing low-energetic electrons to preferentially loose energy before reaching the chromosphere; candidates for this mechanisms being collisions and the electric field of the return current. More recently, Simões & Kontar (2013) compared the electronic spectral indexes in coronal and footpoint sources and went to similar conclusions: on the four events studied, the difference of electronic spectral index between the footpoints and the coronal source lies between 0.2 and 1.0, while it is expected to be nul in the case of limited electron interaction with the ambiant medium during the transport in the loop. This study also shows that the rate of non-thermal electrons in the coronal source is larger than in the footpoints, by a factor ranging from ≈2 to ≈8. These observations suggest that a mechanism is responsible for energetic electron trapping in the coronal source. Such mechanism could be for instance magnetic mirroring or turbulent pitch-angle scattering. These observations carried with imaging spectroscopy in X-rays provide new constraints to electron propagation models and are not compatible with

the predictions of the standard model, described in the following.

In the standard model of solar flares (see e.g. Sturrock 1968; Arnoldy et al. 1968; Sweet 1969; Syrovatskii & Shmeleva 1972), energetic electrons are accelerated in the corona and then propagate along the magnetic field lines of coronal loops, losing a relatively small amount of their energy via collisions with the particles of the ambiant plasma, until they reach the chromosphere, a denser medium were they loose instantaneously the bulk of their energy and are thermalized. During their propagation, energetic electrons radiate a bremsstrahlung emission which is detected in the X-ray range, both in the coronal loop and in the footpoints (see e.g. Holman et al. 2011; Kontar et al. 2011a, for recent reviews). In this standard model for the electron transport, we expect to see as many electrons leaving the looptop source than arriving in the footpoint, since the propagation time is much smaller than the collision time in the corona, and than the time cadence of X-ray observations. For that reason, it is also expected to see the same spectral distribution of energetic electrons in the looptop and in the footpoints. Therefore, in this standard model, we expect to find the same electron rate and the same electronic spectral index in the looptop and in the footpoints However, as it has been described in this introduction, recent analysis of X-ray emission during solar flares (e.g. Battaglia & Benz 2006; Simões & Kontar 2013) shown that this standard model for electron propagation could not explain their observations.

Trapping of energetic electrons in the coronal part of the loop can be explained by the effect of a converging magnetic field. The simpliest way to modelize magnetic mirrors is to considere a magnetic loss cone for the pitch angle distribution. The value of the loss-cone angle depends on the magnetic ratio $\sigma = B_{FP}/B_{LT}$. Aschwanden et al. (1999a); Tomczak & Ciborski (2007); Simões & Kontar (2013) calculated the magnetic ratios needed to explain X-ray observations, assuming an isotropic pitch angle distribution, and found values lying between 1.1 and 5.0. However, magnetic loss cones are an approximation for magnetic mirroring only valid for rapid variations of density and magnetic field amplitude near the footpoints of the magnetic loop. More realistic models of magnetic convergence have been developed and the evolution of energetic electron populations in the case of a converging magnetic field have been studied analytically (see e.g. Kennel & Petschek 1966; Kovalev & Korolev 1981; Leach & Petrosian 1981; MacKinnon 1991; Melrose & Brown 1976; Vilmer et al. 1986) or numerically (see e.g. Bai 1982; McClements 1992; Siversky & Zharkova 2009; Takakura 1986). These studies showed that the convergence of magnetic field causes energetic electron trapping in the corona, but the value of the ratio of electron rates in the corona and in the footpoints depends on numerous parameters such as the density, the form of the magnetic field convergence or the electronic pitch angle distribution. We note that Takakura (1986) calculated in particular the difference of spectral index between the coronal source and the footpoints, lying between 0 and 0.8.

Energetic electron trapping can also be explained by an alternative scenario, the diffusive transport of electrons due to strong pitch angle scattering. Turbulent pitch angle scattering is the result of small scale magnetic fluctuations affecting the parallel transport of energetic electrons in flaring loops. The presence of such magnetic fluctuations is suggested by the increase of loop width which has been observed with RHESSI (Kontar et al. 2011b; Bian et al. 2011). Kontar et al. (2014) studied the effect of strong turbulent pitch angle scattering, leading to a diffusive transport of energetic electrons in the loop, during solar flares. They compared the predictions of the model with observations of four flares and estimated for these events that the characteristic mean free path for this diffusive transport was of $10^8 - 10^9$ cm, which is smaller than the typical size of a loop ($\approx 2 \times 10^9$ cm) and comparable to the size of coronal sources ($\approx 5 \times 10^8$ cm). Therefore, the authors concluded that pitch-angle scattering du to magnetic fluctuations in a collisional plasma is likely to be present in flaring loops.

The diffusive transport of electrons and ions is also studied since several decades in the interplanetary medium where in-situ measurements of particles are made. Jokipii (1966) developed the first description of particle scattering in varying magnetic field. In this analysis, the magnetic field is considered as the superposition of a constant field and a smaller fluctuating component which is an homogeneous random function of position with zero mean. This work was improved in later approachs (see e.g. Dröge 2000a, for a review). Some studies focussed on the possible rigidity [1] dependence of the particle mean free path. Palmer (1982) studied the values of the mean free path measured for solar particle events near the Earth and found that although the values could vary of two orders of magnitude, no dependence in rigidity was found: the values of the mean free path at different rigidities were found mostly between 0.08 and 0.3 AU, in the so-called 'consensus range'. However, later studies revisited this consensus (see e.g. Bieber et al. 1994; Dröge 2000b) and showed in particular that the electron scattering mean free path is rigidity dependant. In particular, Dröge (2000b) showed that the electron mean free path varies as a power law with rigidity, in the range 0.1-1 MV, with a slope of -0.2. More recently, Agueda et al. (2014) found the same kind of rigidity dependence for six solar particle events (over seven studied), in the 0.3-0.5 MV range, with slopes varying between -0.3 and -1.2.

In this paper, we present X-ray observations of one flare which exhibit a non-thermal loop-top X-ray source. The M2.6 flare on 2004 May 21 flare is located near the solar limb and was well observed by RHESSI, the Nobeyama Radio Heliograph (NoRH) and the Nobeyama Radio Polarimeters (NoRP). Kuznetsov & Kontar (2015) showed that the gyrosynchrotron emission observed at 17 and 34 GHz with the NoRH were cospatial with the X-ray emission (even if the centroid of the X-ray emission is shifted of about 6 arcsec under the position of the centroid of the 34 GHz emission), where a looptop source and two footpoints are visible. They also deduced from the NoRP spectra of the microwave emission that the electronic spectral index was about 2.7. The authors simulated the gyrosynchrotron emission with the recently developed IDL tool GX Simulator, using a linear force-free extrapolation of the magnetic field of the loop. The results of their simulation was compared with the microwave data to deduce the spatial and spectral properties of the radio-emitting energetic electrons. They found that the microwave emission is mostly produced by electrons of a few hundreds of keV having a hard spectrum (with a

[1] The rigidity R of a charged particle is defined by $R = pc/q$ where p is the momentum of the particle, q its charge and c the speed of light.

spectral index around 2). They also showed that the spatial distribution of energetic electrons with energy above 60 keV [2] is strongly peaked near the top of the flaring loop, implying that there is a coronal trapping of energetic electrons during this event. The peak of the spatial distribution of energetic electrons is shifted of 3.2 Mm in regards to the top of the loop where the magnetic field is minimal. According to the authors, this spatial distribution of energetic electrons is due to a combination of the processes of particle acceleration, trapping, and scattering. However, the authors did not calculate the scattering rate but focussed on the distribution of electrons in the loop.

The aim of this paper is the study of the trapping of energetic electrons in two distinct energy domains. For that purpose, we used the analysis of Kuznetsov & Kontar (2015) of the radio-emitting energetic electrons above a few hundred of keV, and we analysed the X-ray emission of energetic electrons with energies below 100 keV. We therefore show in this paper that the electron scattering mean free path decreases with increasing electron energy. In section 2 is presented the imaging spectroscopy of the 2007, May 21 flare in X-rays. The spatial and spectral distributions derived from the X-ray observations are presented in section 3. The interpretation of the X-ray observations, the comparison between X-ray and radio observations, and the comparison with the predictions of the diffusive transport model of Kontar et al. (2014) are discussed in section 4, along with the energy dependence of the energetic electron scattering mean free path in the frame of that model. Alternative mechanisms and improvement of the diffusive transport models are discussed in section 5. The main results are summarized in section 6.

2. X-ray imaging spectroscopy at the peak of the flare

The M2.6 flare on 2004 May 21 flare, in active region 10618, was detected by RHESSI in the 3-100 keV range. The RHESSI corrected count rates at relevant energies bins are presented on figure 1, together with the X-ray flux from GOES. In this figure the count rates are corrected from the changes of attenuator state and decimation state. The peak of the RHESSI count rates is around 23:50 UT, which is about 2 minutes before the GOES X-ray peak. On figure 1, the vertical dashed-dotted lines show the time interval (23:49:30 to 23:50:30 UT) chosen to image the X-ray emitting sources. We chose the time interval with the highest signal above 25 keV. Note that a consequent peak in the 25-100 keV lightcurve is visible between 23:56:00 and 23:58:30 UT; but it was not possible to reconstruct a reliable image above 25 keV during this time interval. The photon statistics is also too low to enable reliable imaging spectroscopy on other one-minute intervals after the X-ray peak of the flare, due to the high level of noise in the images, and therefore the time evolution of X-ray emission is not discussed in this paper.

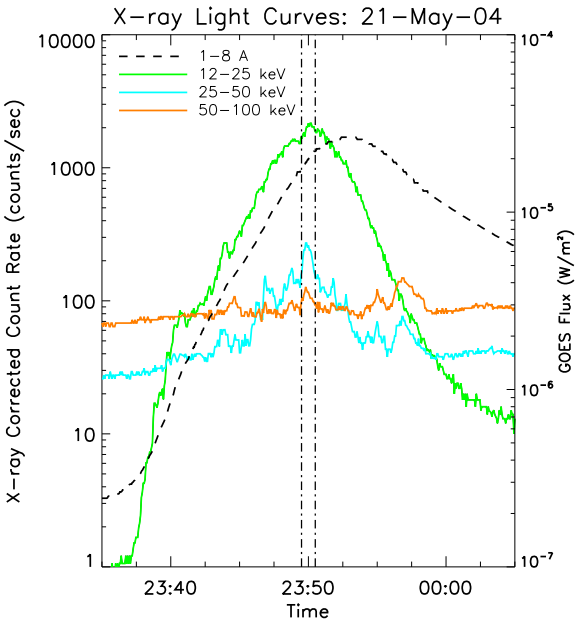


Fig. 1. RHESSI corrected count rates between 23:35 and 00:05 UT, in different energy ranges (green: 12-25 keV, cyan: 25-50 keV, orange: 50-100 keV) and GOES flux between 1.0 and 8.0 Å (dashed line). The vertical dashed-dotted lines at 23:49:30 and 23:50:30 UT mark the time interval used for imaging spectroscopy.

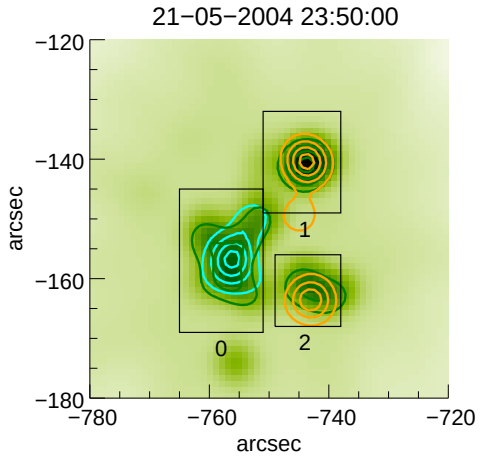


Fig. 2. CLEAN image (beam factor 1.7) between 23:49:30 and 23:50:30 UT, at 25-50 keV. Contours are 30%, 50%, 70% and 90% of CLEAN images at 10-25 keV (blue), 25-50 keV (green) and 50-100 keV (orange). Boxes 0, 1, 2 are used for imaging spectroscopy of the looptop source, the first footpoint and the second footpoint respectively.

2.1. X-ray imaging of the source

Image and contours at 12-25, 25-50 and 50-100 keV are presented in figure 2. The geometry of the source can be

[2] the lower limit adopted in Kuznetsov & Kontar (2015) is 60 keV even if the radio emissivity is maximum for electrons of a few hundred of keV (Kuznetsov, private communication).

interpreted as a single loop structure with two footpoints. A coronal hard-X-ray source is visible on the top of the loop structure at 12-25 and 25-50 keV, and the two footpoints are visible in the 25-50 and 50-100 keV ranges. The loop was divided in three regions (see figure 2) in order to do imaging spectroscopy on the looptop source and on the two footpoints. The image reconstruction was done over a 60-second time interval during the main hard X-ray peak, between 23:49:30 and 23:50:30 UT, using the CLEAN algorithm (Hurford et al. 2002) with a beam factor value of 1.7. The beam factor was carefully chosen as it has an important impact on the determination of the source sizes (see section 2.3 and appendix A). All collimators except the first one (with the smallest pitch) were used, achieving a spatial resolution of 3.9 arcsec.

To do imaging spectroscopy, we reconstructed CLEAN images in 20 narrow energy bins between 10 and 100 keV, with increasing width of the bins with energy (2 keV width between 10 and 30 keV, 3 keV width between 30 and 45 keV, 5 keV width between 45 and 60 keV, 15 keV bin between 60 and 75 keV and 25 keV bin between 75 and 100 keV). Three images over the 20 images produced are presented in figure 3, with the 50 % contours in red. On these images, the looptop source is visible between 10 and 36 keV, and the footpoints are visible above 28 keV. The visibility of looptop and footpoint sources in the images is of course limited by the dynamis range of the images.

2.2. Spectral analysis

Each of the 20 images reconstructed between 10 and 100 keV contributes to a single point in the spectrum. The error on that point is computed by dividing the maximum value of the image pixels outside all defined regions by the maximum value of the image pixels in the regions used, and dividing by 3 again. The spectra of each region defined in figure 2 were fitted using a combination of a thermal and a non-thermal components in OSPEX (Schwartz et al. 2002). The three spectra resulting from the fits are displayed in figure 4 and the values of the free parameters are described in table 1.

The thermal model has two free parameters which are adjusted during the fit: the temperature and emission measure of the X-ray emitting plasma. The non-thermal part of the spectra was fitted with two different models computing the X-ray flux from a single power-law distribution of energetic electrons. In the looptop source (region 0 in figure 2), we assume for simplicity that energetic electrons lose only a small portion of their energy through collisions and that the region can be considered as a thin target. The free parameters of the thin target model are the electronic spectral index δ_{LT} and a normalisation factor $\langle \bar{n} V \bar{F}_0 \rangle = \left(\int_{E_0}^{\infty} \langle \bar{n} V \bar{F}(E) \rangle \, dE \right)$ (electrons/s/cm^2), where $\bar{n}$ is the mean density of the thin target, V is its volume, and $\bar{F}(E)$ is the energetic electron mean spectrum in electrons/s/cm^2/keV (see equation B.6 in appendix). In the footpoints (regions 1 and 2 in figure 2), the density is much higher and the energetic electrons lose instantaneously all their energy in the target, considered as a thick target. The free parameters of the thick target model are the electronic spectral index δ_{FP} and the electron rate above E_0, $\dot{N}$ (electrons/s), entering the target (see equation B.15 in appendix). In each case, a minimum correction for albedo was used (assuming an isotropic beam of electrons), and the low energy cutoff E_0 of the non-thermal model (thick or thin target models) was fixed to 25 keV, since when this parameter was set free in the spectral analysis, it reached 23 keV.

Table 1. Values of the free spectral parameters obtained for the looptop source, and for the first and second footpoints. EM and T are the emission measure and the temperature (thermal component). $\langle \bar{n} V \bar{F}_0 \rangle$ is the normalisation factor derived for the looptop source in the thin target approximation, $\dot{N}$ is the electron rate above 25 keV derived for the footpoints in the thick target approximation, δ is the electron spectral index derived in both thin and thick target approximations. Note that the non-thermal parameters refers to the electron distribution directly and not to the photon spectrum.

	Looptop	First Footpoint	Second Footpoint
EM ($\times 10^{48}$ cm^{-3})	2.1 ± 0.5	0.14 ± 0.08	0.08 ± 0.07
T (keV)	2.1 ± 0.1	2.5 ± 0.3	2.5 ± 0.4
T ($\times 10^6$ K)	24 ± 1.2	29 ± 3.5	29 ± 4.6
$\langle \bar{n} V \bar{F}_0 \rangle > 25$ keV ($\times 10^{55}$ e$^-$ cm^{-2} s^{-1})	0.46 ± 0.08		
$\dot{N}$ ($\times 10^{35}$ e$^-$ s^{-1})		0.12 ± 0.03	0.06 ± 0.02
δ	5.2 ± 0.4	4.4 ± 0.2	4.2 ± 0.2

2.3. Sizes and density of the thermal and non-thermal X-ray sources

In the further calculation of the electron rate for the different X-ray sources (see section 3.1), we need to estimate the sizes of the different X-ray emitting regions: the coronal source and the footpoints. Moreover, we distinguish the thermal X-ray emitting region from the non-thermal X-ray emitting region in the coronal source. We use the 50% CLEAN contours from the images to estimate the length, width or area of the X-ray sources. The CLEAN images were produced with a beam factor of 1.7. The determination and the influence of this parameter are discussed in appendix A.

The size of the thermal coronal source was measured at 10-12 keV, to ensure the X-ray emission to be entirely thermal (see the looptop spectrum, on the left panel in figure 4). The size of the non-thermal X-ray source at the looptop is measured at 26-28 keV, since at this energy, the looptop source is still visible in the image, and the X-ray spectra is predominantly non-thermal (see the looptop spectrum, on the left panel in figure 4). Finally, the area of the footpoints is taken at 60-75 keV. The measurements of the length and width of the coronal sources are represented by green and blue arrows respectively in figure 3 and schematically explained in figure 5. The measured sizes and areas are summarized in table 2.

The emission measure EM given by the spectral analysis (see table 1) of the thermal part of the coronal source, and the estimation of the size of the thermal source (see

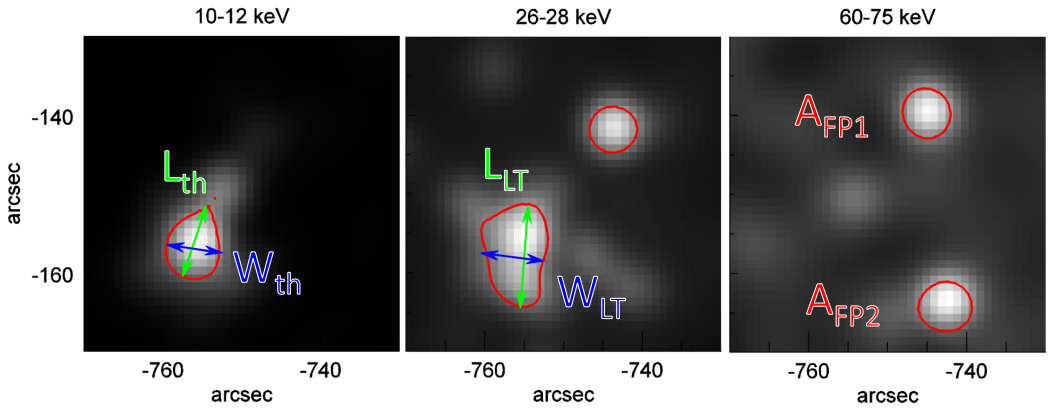


Fig. 3. RHESSI images in 3 of the 20 energy bins used for imaging spectroscopy, integrated between 23:49:30 and 23:50:30 UT, with the 50 % of the maximum value enlightened in red. Source length and width are shown with green and blue arrows respectively. At 10-12 keV, the X-ray emission is thermal and we therefore show the length and width of the thermal source L_{th} and W_{th}. At 26-28 keV, the emission is non-thermal and we therefore show the lenght and width of the non-thermal looptop source L_{LT} and W_{LT}. At 60-75 keV, the area of the footpoint sources is calculated with the 50 % contour in red.

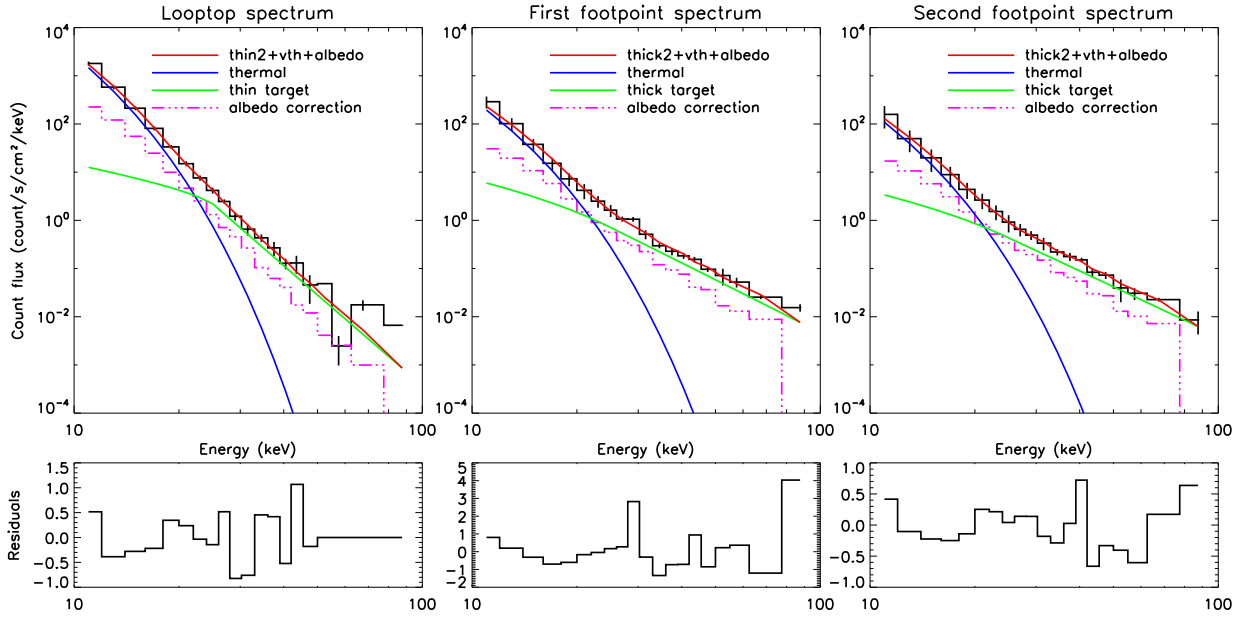


Fig. 4. Count flux spectra (data and fit) with residuals, for the looptop source (left), the first footpoint (middle) and the second foopoints (right), as defined by the black boxes in figure 2. The spectra derived from the data is shown in black. The blue curve represent the thermal component of the fit, the green curve represents the non-thermal component. The pink dashed-dotted line represents the component due to albedo correction. The red curve is the total fitted spectrum.

table 2), leads to the following estimation of the density:

$$\bar{n} = \sqrt{\frac{EM}{V_{th}}} = \sqrt{\frac{EM}{L_{th} A_{th}}} \quad (1)$$

where $\bar{n}$ is the density (in cm^{-3}), V_{th} is the volume of the thermal source (in cm^3). L_{th}, W_{th} and A_{th} are respectively the length, the width and the cross-section of the thermal source, with $A_{th} = \pi\,(W_{th}/2)^2$. The assumed geometry of the loop is described in figure 5.

The mean plasma density obtained is $\bar{n} = (1.2 \pm 0.2) \times 10^{11}$ cm^{-3}. Note that this value is in the range of densities calculated by Simões & Kontar (2013) for events where a non-thermal looptop source is visible.

3. Determination of the spatial and spectral distributions of X-ray emitting energetic electrons

3.1. Comparison of electron rates

As explained below, the electron rate above $E_0 = 25$ keV of electrons leaving the looptop source is found to be about $\dot{N}_{LT} = (0.4 \pm 0.2) \times 10^{35}$ electrons s^{-1}.

Table 2. Measured sizes of the thermal and non-thermal (looptop and footpoints) sources, using the 50% contours of the CLEAN images as shown in figure 3.

	Width (Mm)	Length (Mm)	Area (Mm^2)
Thermal source (10-12 keV)	5.3	7.0	
Looptoop source (26-28 keV)	5.8	9.6	
1st Footpoint (60-75 keV)			17.6
2nd Footpoint (60-75 keV)			19.2

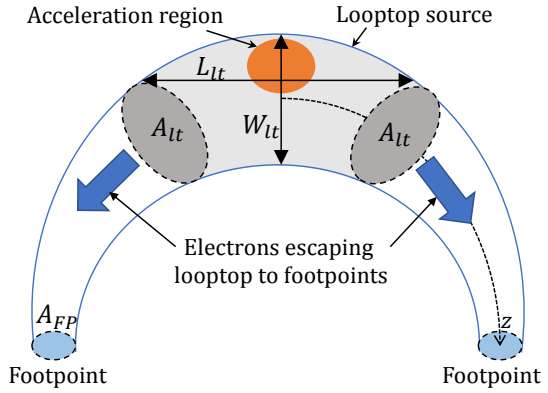


Fig. 5. Sketch of a symmetrical magnetic loop. The limits of the looptop sources are the cross-sections of the loop with area A_{LT} shown in grey. The length L_{LT} and the width W_{LT} of the looptop X-ray source are used to determine the size of the looptop source, which is approximated to a cylinder of diameter W_{LT}. Blue arrows represent the electron rate for electrons leaving the looptop source of cross-section A_{LT}.

Indeed, the electron rate $\dot{N}_{LT}$ (in electrons s^{-1}) in the looptop source is given by:

$$\dot{N}_{LT} = A_{LT} \int_{E_0}^{\infty} \bar{F}(E) dE \quad (2)$$

Where E_0 is the low energy cutoff (in keV), A_{LT} (cm^2) is the cross-section of the looptop source (assuming a symmetrical source) as shown in figure 5, and $\bar{F}(E)$ is the mean energetic electron spectrum (in electrons s^{-1} cm^{-2} keV^{-1}). We assume energetic electrons propagating in both directions along the loop axis (see the blue arrows in figure 5).

For a source with an homogeneous ambiant plasma, we can express the looptop electron rate as follows:

$$\dot{N}_{LT} = A_{LT} \int_{E_0}^{\infty} \frac{\langle \bar{n} V \bar{F} \rangle}{\bar{n} V} dE = \frac{1}{\bar{n} L_{LT}} \int_{E_0}^{\infty} \langle \bar{n} V \bar{F} \rangle \, dE \quad (3)$$

$\langle \bar{n} V \bar{F}_0 \rangle = \int_{E_0}^{\infty} \langle \bar{n} V \bar{F} \rangle \, dE$ is given by the spectral analysis of the looptop source (see table 1) and L_{LT} has been measured on the 26-28 keV CLEAN image (see table 2).

The electron rate obtained for the looptop source, $\dot{N}_{LT} = (0.4 \pm 0.2) \times 10^{35}$ electrons s^{-1}, is compared to the electrons rates obtained by the spectral analysis of the two footpoints, which are $(0.12 \pm 0.03) \times 10^{35}$ and $(0.06 \pm 0.02) \times 10^{35}$ electrons s^{-1}. The sum of the rates from the footpoints is therefore significantly lower than the rate needed to explain the nonthermal emission in the coronal source: the ratio $\frac{\dot{N}_{LT}}{\dot{N}_{FP}}$ is about 2.2 for this event, for electrons above $E_0 = 25$ keV.

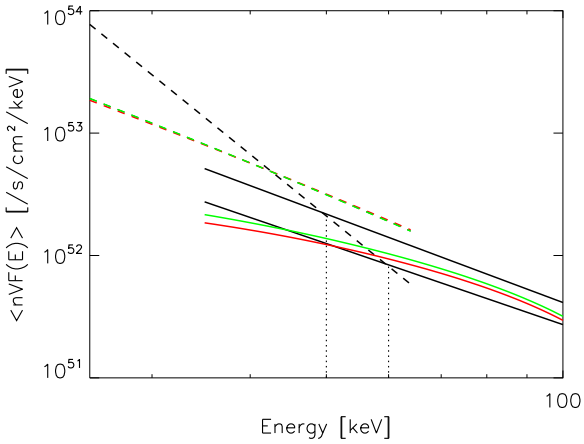


Fig. 6. Spatially integrated and density weighted mean flux spectra for the looptop (dashed line) and the footpoint sources (plain lines) deduced from X-ray observations (in black), and computed with the diffusive transport of Kontar et al. (2014) model with $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}, $d = 2$ Mm and $\lambda = 5 \times 10^8$ cm (green), and with $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, $d = 1$ Mm and $\lambda = 1.5 \times 10^8$ cm (red). The dotted vertical lines mark the energies at which the coronal and footpoint spectra cross.

3.2. Spatial and spectral distributions of the mean flux spectrum and the density of energetic electrons

Using equations B.6 and B.15 (in appendix B) and the results of the spectral analysis displayed in table 1, the spatially integrated density weighted mean flux spectra $\langle nVF(E) \rangle$ of the looptop source and footpoints are plotted on figure 6, in black. On this figure, the energies for which the footpoint spectra are crossing the looptop spectrum are 50 keV and 60 keV for the first and the second footpoints respectively.

The spatial distribution of energetic electrons $\langle nVF \rangle$ at 25 keV is also known in three locations in the loop (looptop and footpoints). The distance between the footpoints and the looptop source is estimated by taking the distance between the centers of the boxes defined in figure 2. Kuznetsov & Kontar (2015) showed that the maximum of the spatial distribution of energetic electrons was shifted of 3.2 Mm in regards with the top of the magnetic loop. This three-point distribution is shown in figure 7.

The number density of energetic electrons with energy $E > E_{min}$, $n_b^{E_{min}}$ (in electrons cm^{-3}), is defined as:

$$n_b^{E_{min}} \equiv \int_{E_{min}}^{\infty} \frac{F(E)}{v(E)} dE \quad (4)$$

where v is the velocity of the electrons. In the following, we distinguish the estimation of $n_b^{E_{min}}$ in the thin and in the thick target models. The details of the calculations are in the appendix.

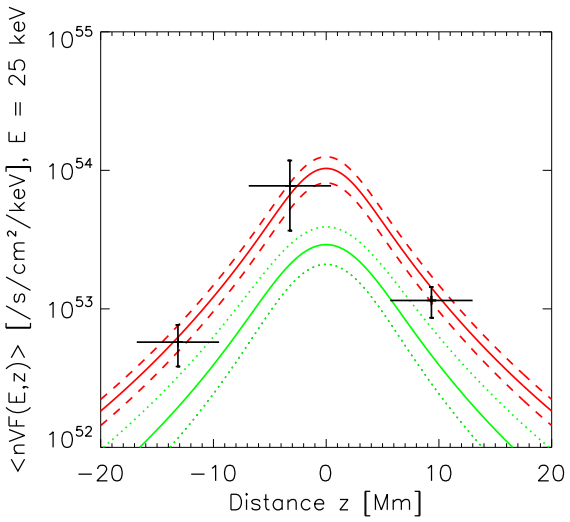


Fig. 7. Spatial distribution of energetic electrons at 25 keV deduced from X-ray observations (in black) and computed with the diffusive transport model of Kontar et al. (2014) with $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3}, $d = 2$ Mm and $\lambda = 5 \times 10^8$ cm (green lines), and with $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3}, $d = 1$ Mm and $\lambda = 1.5 \times 10^8$ cm (red lines). The looptop source is shifted of 3.2 Mm in regards to the top of the loop, as it has been described in Kuznetsov & Kontar (2015). For the model, the dashed or dotted lines mark a confidence interval around the computed value marked by the plain line. The detailed description is in section 4.1.

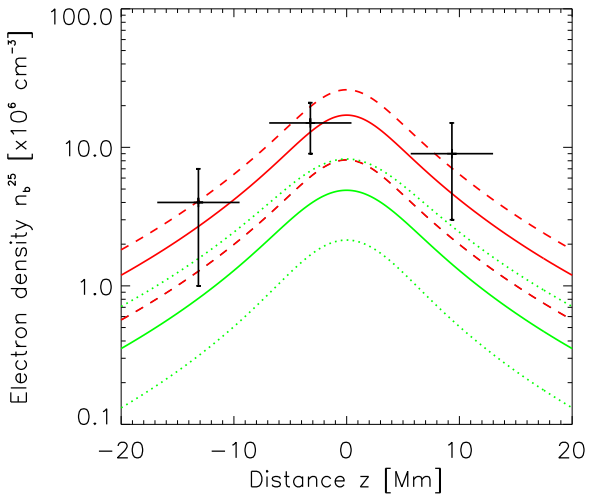


Fig. 8. Spatial distribution of the density of energetic electrons with energy $E > 25$ keV, deduced from observations (n_b^{25}, black crosses). The spatial distributions of n_b^{25} calculated with the diffusive transport model of Kontar et al. (2014), with $A_{LT} = 26$ Mm^2, $d = 2$ Mm, $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3} and $\lambda = 5 \times 10^8$ cm (green lines) and with $A_{LT} = 26$ Mm^2, $d = 1$ Mm, $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3} and $\lambda = 1.5 \times 10^8$ cm (red lines), are also plotted. The looptop source is shifted of 3.2 Mm in regards to the top of the loop, as it has been described in Kuznetsov & Kontar (2015). The detailed description is in section 4.1.

Using equations B.7 and B.16 with $E_{min} = E_0 = 25$ keV, we can evaluate the electron density of energetic electrons with energy $E > 25$ keV, n_b^{25} in the thin and thick target models respectively. We found $n_b^{25} = (15 \pm 6) \times 10^6$ electrons cm^{-3} in the corona and $n_b^{25} = (9 \pm 6) \times 10^6$ and $(4 \pm 3) \times 10^6$ electrons cm^{-3} in each footpoint. Note that to calculate the number density of energetic electrons from the observations, we need an estimation of the area of the cross-section of the loop A_{LT}. From the size estimation displayed in table 2, we found $A_{LT} = \pi (W_{LT}/2)^2 = 26$ Mm^2. The spatial distribution of the energetic electron density above 25 keV electrons in the flaring loop is plotted on figure 8.

4. Interpretation of the observations in the context of diffusive transport of energetic electrons

4.1. Confinement of X-ray producing energetic electrons

The spectral indexes of the electron distribution from the X-ray emission, using the thin and thick target models are summarized in table 1. While electron spectral indexes in both footpoints are very close and will be considered as similar, the electron spectral index in the loop top source is softer by ≈ 1. Furthermore the ratio $\frac{\dot{N}_{LT}}{\dot{N}_{FP}}$ of the electron rate in the looptop source and in the footpoints is found to be around 2.2. These values are similar to values found for other events by (see e.g. Simões & Kontar 2013). These results suggest that a significant number of high energy electrons are confined in the coronal region. Such a confinement of high energy electrons can result from magnetic mirroring or turbulent pitch angle scattering as demonstrated in

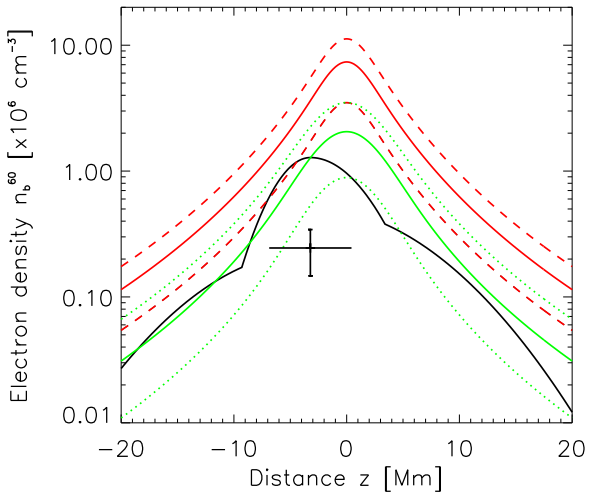


Fig. 9. Spatial distribution of the density of energetic electrons with energy $E > 60$ keV, at looptop, estimated from X-ray observations (n_b^{60}, black cross) and radio observations (black plain line, see Kuznetsov & Kontar 2015). The spatial distributions of n_b^{60} calculated with the diffusive transport model of Kontar et al. (2014), with $A_{LT} = 26$ Mm^2, $d = 2$ Mm, $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3} and $\lambda = 3 \times 10^7$ cm (green lines) and with $A_{LT} = 26$ Mm^2, $d = 1$ Mm, $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3} and $\lambda = 10^7$ cm (red lines), are also plotted. The looptop source is shifted of 3.2 Mm in regards to the top of the loop, as it has been described in Kuznetsov & Kontar (2015). The detailed description is in section 4.1.

(Kontar et al. 2014; Bian et al. 2011). In the following we will investigate whether the confinement observed in this flare can be explained in the context of the diffusive transport model of (Kontar et al. 2014). In this model, strong turbulent pitch angle scattering, due to small scale fluctuations of the magnetic field, is responsible for a diffusive parallel transport of energetic particules and finally results as a confinement mechanism.

In the following we will compare the observed spatial and spectral distributions of $\langle nVF \rangle$ with the ones calculated in the diffusive transport model described of Kontar et al. (2014). The distribution $F_D(E,z)$ (electrons/cm^2/s/keV) of energetic electrons of energy E at a position z along the magnetic loop is indeed described by the following equation (Kontar et al. (2014)):

$$F_D(E,z) = \frac{E}{Kn}\int_E^\infty dE' \frac{F_0(E')}{\sqrt{4a\pi(E'^2-E^2)+2d^2}} \times \exp\left(\frac{-z^2}{4a(E'^2-E^2)+2d^2}\right) \quad (5)$$

Where $F_0(E)$ is the initial distribution of energetic electrons in the source (acceleration) region supposed to be spatially extended, d is the size of the acceleration region (Gaussian form), n is the plasma ambiant density, $K = 2\pi e^4 \Lambda$ is the collisional parameter, , and $a = \lambda/(6Kn)$ where λ is the pitch-angle scattering mean free path of the electrons. In the work of Kontar et al. (2014), this mean free path λ is considered to be independent of energy.

In the following, the electron distribution in the loop top and in the footpoints are computed through integration of equation 5 on z (respectively from -7 Mm to 5 Mm for loop top sources and from -9 Mm to -∞ and from +13 Mm to + ∞ for footpoint sources). In order to fit the distributions derived from these equations to the observations, we need to determine the injected distribution of electrons F_0, and make the parameters n, d and λ vary. As discussed in Kontar et al. (2014) and also shown in the appendix the increase of diffusion due to pitch-angle scattering results in enhanced coronal emission and weaker footpoint emission than in the standard non diffusive case due to the increase of the time spent by the electrons in the corona. In the diffusive case, the spectrum of the electrons in the corona becomes progressively flatter, with decreasing scattering mean free path, and the footpoint spectrum develops a break and becomes flatter than at energies of a few tens of keV. However as shown in the appendix, the mean electron spectrum in the footpoint is less affected by the increase of diffusion that the electron spectrum in the corona. This is why in the following of the paper, we assume that the injection spectrum of the energetic electrons is given by the spectral index of the population of the electrons entering the footpoints. The injected electron rate cannot be directly inferred from the results of the spectral analysis of the observations: indeed, the value found in the footpoints is too small because there are trapped electrons while the electron rate computed in the corona (see section 3.1) is too large since there is some trapping effects. Therefore, the injected electron rate is considered as a free parameter to fit the model to the observations, with however the constraint that its value $\dot{N}_i$ must be between the two boundaries $\dot{N}_{FP}$ and $\dot{N}_{LT}$. This parameter has no effect on the spatial distribution of energetic electrons but impacts the normalisation of the spatial distribution of the density of energetic electrons. The best value found is $\dot{N}_i = 0.2\times10^{35}$ electrons s^{-1}, which is around half the value found in the coronal source.

Once the initial distribution of electrons is determined, the spatial and spectral distributions of energetic electrons in the coronal source and in the footpoints depends on the density of the ambiant medium n, the size of the acceleration region d and the electron scattering mean free path λ. We search for the best set of parameters which can reproduce at the same time the spatial distribution of energetic electrons at 25 keV and the spectral distribution of energetic electrons in the footpoints (figures 6 and 7). As described in appendix C, each parameter affects both spatial and spectral distributions. The major effect is found for the width of the spatial distribution and the slope of the electron spectrum in the corona. As seen in Table , although the slope of the energetic electrons in the footpoints depends on the choice of the parameters, it is never very far to the slope of the electron spectrum in the footpoints that will be produced in the standard case.

At first, we used the value of the density deduced from the observations $n = 1.2\pm0.2\times10^{11}$ cm^{-3} (see section 2.3) and adjusted the values of d and λ in order to reproduce the spatial distribution of electrons at 25 keV and the spectral distribution of energetic electrons in one footpoint. The best fit is obtained with $d = 2$ Mm and $\lambda = 5\times10^8$ cm, and is shown in green in figures 6 and 7. With these values, although a good fit of the spatial distribution and of the spectral distribution of electrons above 40 keV in the footpoints is obtained, the normalization of the spatial distribution at 25 keV is not correct. Another fit is then achieved with the density n as an additional free parameter. The best fit of the spatial distribution and of the spectral distribution of the electron spectra in the footpoint is then obtained with $n = 3.5\times10^{10}$ cm^{-3}, $d = 1$ Mm and $\lambda = 1.5\times10^8$ cm, and is shown in red in figures 6 and 7. This choice of parameters allows to reproduce not only the shape of the spatial distribution but also its amplitude. However the density is 3 times smaller than derived in section 2.3 which could be explained by an underestimation of the size of the thermal source. It must finally be noticed that in both cases, the spectral slope of the electrons computed in the coronal source is much smaller (the spectrum is harder) than the slope deduced from X-ray observations of the coronal source assuming thin target. This shows indeed the effect of confinement due to trapping on the electrons in the corona.

The spatial distribution of the energetic electron density is also computed with the two sets of parameters found above and compared with the values derived from the fit of the observations figure 8). The cross-section of the loop A_{LT} has been fixed to 26 Mm^2 (as this area has been used to calculate the electron density from the observations). In the different plots, the estimation of the error on the values of δ_{thick} and $\dot{N}_{LT}$ is taken into account and is responsible for the error intervals around the distributions derived from the model and visible in figures 7, 8 and 9.

4.2. Comparison of radio observations with model predictions

The 2004 May 21 flare gyrosynchrotron emission has been studied by Kuznetsov & Kontar (2015). The gyrosynchrotron emission is produced mostly be electrons of energies above 100 keV, and therefore the radio observations

of the flare allows to study energetic electrons in a different energy domains than the X-ray analysis, X-ray emitting electrons being mostly in the 25-100 keV energy range.

4.2.1. Comparison between X-ray and radio observations

The spatial distribution of electrons at 25 keV (figure 7) and of the density of energetic electrons in the loop n_b^{25} (figure 8), show that most of the energetic electrons with energy $E > 25$ keV are located in the looptop source. Moreover, an asymmetry is seen between the two footpoints. Both results are in agreement with the results obtained by Kuznetsov & Kontar (2015) who calculated the spatial distribution of the density of energetic electrons with energy $E > 60$ keV (n_b^{60}) from observations of the gyrosynchrotron emission (see figure 7 in Kuznetsov & Kontar 2015, and figure 9 in the present paper). To compare with the results of Kuznetsov & Kontar (2015), we estimate the number density of energetic electrons above 60 keV from the X-ray observations, using the relation $n_b^{60} \approx n_b^{25}\,(60/25)^{-\delta+1/2}$ with $\delta = 5.2$: $n_b^{60} \approx 0.24 \times 10^6$ electrons cm^{-3} in the corona. This estimation of n_b^{60} from X-ray producing electrons at the looptop is plotted as a cross in figure 9. It is about 4 times smaller than the value found by Kuznetsov & Kontar (2015) from radio observations(see figure 9). This difference could be explained if there is, as suggested above, a break in the power-law spectrum of the energetic electrons with a smaller spectral index at higher energy or if the thin target approximation in the coronal source must be relaxed as suggested by the flatter spectrum of electrons in the coronal source derived in the model.

Independent of this quantitative comparison of relative numbers of electrons producing X-rays and radio emissions, we compare the relative spatial distributions of both X-ray emitting-electrons and radio emitting-electrons by comparing the ratio between the maximum electron density in the loop and the number density in the footpoints. The ratio between the number densities of energetic electrons at the looptop and in the footpoints $n_{b,LT}^{25}/n_{b,FP}^{25}$, from the X-ray measurements, are 1.6 and 3.8 for the first and the second footpoint respectively. Taking the values at the same distance in figure 7 in Kuznetsov & Kontar (2015), the ratios $n_{b,LT}^{60}/n_{b,FP}^{60}$, averaged over the three times, are 7.7 and 9. We note that the ratio is much higher for the distribution deduced at energies above 60 keV from the gyrosynchrotron emission than for the one deduced at 25keV from HXR observations. This implies that the X-ray emitting energetic electron spatial distribution is less strongly peaked than the spatial distribution deduced from microwave emissions, as seen in figure 9 and that the high energy electrons responsible for gyrosynchrotron emissions are more confined in the corona than the lower energy ones. Based on the discussion of Appendix C and assuming that X-ray and radio is produced by the same electrons injected and confined in the same loop, the only way to produce a more spatially peaked distribution is to vary the scattering mean free path λ. Figure 9 shows the results of the fit with $\lambda = 3 \times 10^7$ cm for the distribution in green, and $\lambda = 1 \times 10^7$ cm for the distribution in red, as shown in figure 9. We note that in this case, the normalisation between the observations and the model is best with the first set of parameters in the model, with $n = 1.2 \pm 0.2$ cm^{-3}.

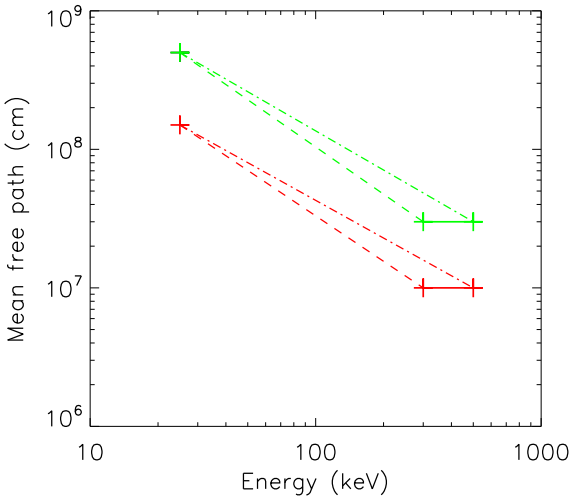


Fig. 10. Energy dependence of the scattering mean free path calculated with the diffusive transport model of Kontar et al. (2014), with $A_{LT} = 26$ Mm^2, $d = 2$ Mm, $n = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{11}$ cm^{-3} (green lines) and with $A_{LT} = 26$ Mm^2, $d = 1$ Mm, $n = 3.5 \times 10^{10}$ cm^{-3} (red lines). The horizontal line represents the uncertainty on the energy of radio-emitting electrons. The two most extreme slopes for the power law dependence are plotted in the two cases.

As a conclusion, the spatial distributions of X-ray emitting and radio emitting electrons can be reproduced in the context of the diffusive transport model of (Kontar et al. 2014) only by assuming that the scattering mean free path of energetic electrons decreases with increasing electron energy, which explains why the trapping of energetic electrons in the corona is stronger at higher energies. This conclusion is of course contradictory to the assumption of the model in which the scattering mean free path is constant with energy and shows that to completely study the behaviour of X-ray and radio emissions, a new model should be developed in which the scattering mean free path depends on energy. This is however out of the scope of the present paper. We shall however discuss the result on the energy dependance of the scattering mean free path with respect with what is observed in the interplanetary medium. Several studies (see e.g. Dröge 2000b; Agueda et al. 2014) have found for interplanetary electrons in range 0.1 - 1 MV a power law dependence of the electron mean free path on rigidity , with a negative power law index. We therefore also assume a power law dependence of the electron scattering mean free path with energy in the present study. We have only two data points, the first one derived from X-ray radiation above 25 keV, and the second one derived from radio observation, which is produced mostly by electrons at 400 ± 100 keV. The mean free paths calculated in this paper are plotted as a function of electron energy in figure 10. Given the uncertainty about the energy of radio-emitting electrons, we can calculate the slope of the power law in two limit cases: -1.1 and -0.9. The corresponding slopes for the mean free path dependence in rigidity are between -2.0 and -1.6. These power law indexes are greater than the val-

ues found by Agueda et al. (2014) in several solar particle events, by a factor ≈ 2.

5. Discussion

In this paper, we focused on the interpretation of our observations in the frame of the diffusive transport model described in Kontar et al. (2014). However, diffusive transport of energetic electrons in not the only mechanism that can explain electron trapping in the corona.

5.1. Trapping with magnetic mirrors

Trapping of energetic electrons in the coronal part of the loop can be explained by the effect of a converging magnetic field. In this event, the area of the section of the loop calculated at the ends of the coronal source is larger than the area of the footpoints deduced from the X-ray observations (see table 2); this observation is in favor of a magnetic convergence of the loop. If we considere a magnetic loss cone for the electron pitch angle distribution, the loss-cone angle α_0 depends on the magnetic ratio σ, as described in the introduction. The trapped fraction of the energetic electron distribution is deduced from X-ray observations and is $1 - \frac{\dot{N}_{FP}}{\dot{N}_{LT}}$ (see Simões & Kontar 2013, for more details). Simões & Kontar (2013) showed that in the case of an isotropic pitch-angle distribution, the trapped fraction of the energetic electron distribution is equal to μ_0, the cosine of the losscone angle α_0. We can therefore retrieve the value of σ needed to explain the observed $\frac{\dot{N}_{LT}}{\dot{N}_{FP}}$ ratio in the case of an isotropic pitch-angle distribution : we found $\sigma \approx 1.4$, which is close to the values found by Simões & Kontar (2013); Aschwanden et al. (1999b); Tomczak & Ciborski (2007). This expected value σ of the magnetic ratio can be compared to the magnetic ratio measured in the loop σ_r.

To estimate the magnetic ratio σ_r of the coronal loop, we can use the magnetic extrapolation from Kuznetsov & Kontar (2015). Note that in doing so, we assume that the HXR and gyrosynchrotron emissions are produced in a same magnetic loop, as mentionned in the introduction. At the looptop of the magnetic loop reconstructed in Kuznetsov & Kontar (2015), the magnetic field strength is $B_{LT} \approx 360$ G. Figure 6 in Kuznetsov & Kontar (2015) displays to magnetic field strength along the loop. Using the estimation of the source length seen in X-ray, we determined the value of the magnetic field at the supposed position of the mirrors (at each end of the observed coronal X-ray source) and found values of 430 ± 30 and 570 ± 30 G, leading to the following values of the magetic ratio: $\sigma_r \approx 1.2$ and 1.6. The magnetic ratio measured is therefore just enough to explain the ratio of electron rate $\frac{\dot{N}_{LT}}{\dot{N}_{FP}}$ deduced from the X-ray observations. However, with this model, it is a priori not possible to explain why the trapping of energetic electrons is stronger at higher energies, and why a spectral hardening with an difference of 1 between electronic spectral slopes is observed between the looptop and footpoint sources. We can also note that Kuznetsov & Kontar (2015) showed a shift between the centroid of the gyrosynchroton source and the top of the magnetic loop where the magnetic field is minimal. In the case of electron trapping due to magnetic mirroring, we expect to have a maximum emission where the magnetic field is minimum.

5.2. Limitations and future improvements to the diffusive transport model

We note that the diffusive transport model predictions did not perfectly reproduce the observations in the details. In particular, the predicted slope of the looptop source spectrum has been found smaller than the slope deduced from the X-ray analysis of the flare. This difference could be due to the fact that some effects are not taken into account in the diffusive transport equation that has been used in this paper, such as the effect of a converging magnetic field. This descrepancy can also be explained by the fact that the thin target approximation might not be valid for the coronal source in this context. Indeed, the density calculated in the coronal source (1.2 ± 10^{11} cm^{-3} is quite high and the source could be considered as a thick target for low energy electrons. Moreover, the diffusion of energetic electrons in the corona leads to enhanced time spent by the electrons in the target, where they loose more energy than assumed in the thin target approximation.

We note that the diffusive transport model predictions did not perfectly reproduce the observations in the details. In particular, the predicted slope of the looptop source spectrum has been found smaller than the slope deduced from the X-ray analysis of the flare. This difference could be due to the fact that some effects are not taking into account in the diffuvie transport equation that has been used in this paper, such as the effect of a converging magnetic field.

It has also be noted that the diffusive transport model could explain the shape and the normalisation of the spatial distribution of energetic electrons with a density of 3.5×10^{10} cm^{-3}, which is about 3 times smaller than the density deduced in our observations. This difference between the two values of the density can be due to an underestimation of the size of the looptop source.

We show that this model can explain all observations of the events in the X-ray and radio ranges, if the mean free path is energy depend. The mean free path has been assumed to be constant in Kontar et al. (2014): a further development of this model should include the energy dependance of the mean free path, as well as the relativistic effects, to allow a more precise comparison of the model prediction with radio observations.

6. Summary and conclusion

Imaging spectroscopy in HXR is a powerfull tool to study electron transport during solar flares, and that any transport model should produce some predictions on the spatial distribution of electrons and the evolution of the spectral index of the non-thermal distribution of energetic distribution, to facilitate the comparison between observations and models.

The summary of our observations is the following:

1. The difference between the footpoint and looptop spectra suggests that a mechanism is hardening the electron spectrum during the transport.
2. The ratio of the looptop and footpoint rate $\frac{\dot{N}_{LT}}{\dot{N}_{FP}}$ has a value of 2.2, suggesting that part of the energetic electrons are trapped in the coronal part of the loop.

3. For the looptop source, the spectrum deduced from HXR observations is softer than the spectrum deduced from microwave observations and the difference between the two spectral index is about 3.
4. The spatial distribution of HXR-emitting electrons is peaked near the looptop, but less peaked than the spatial distribution of microwave-emitting electrons since $n^{60}_{b,LT}/n^{60}_{b,FP}$ is at least more than two time higher than $n^{25}_{b,LT}/n^{25}_{b,FP}$.
5. The spectral and spatial distribution of energetic electrons, deduced from both X-ray and radio observations, can be explained by a diffusive transport model, with a mean free path dependent on electron energy.
6. The mean free path for electron energies between 25 and 100 keV is about 1.5×10^8 cm - 5×10^8 cm, which is smaller than the length of the loop. These values are comparable to values found by Kontar et al. (2014).
7. The mean free path for electron energies above 300 keV is significantly smaller than the mean free path estimated at lower energies (10^7 cm - 3×10^7 cm). Similar dependence of the scattering mean free path over electron energies has been found in the case of interplanetary electron transport, in the same range of electron energy.

Observations 1 and 2 in this list can be explained by the observed trapping of energetic electron in the coronal part of the magnetic loop: in that case, energetic electrons spend more time in the coronal HXR source, undergo more collisions, which leads to the hardening of the electron spectrum.

The differences between the energetic electron spatial distribution, as well as between the slopes of the electron spectra (observation 3 in that list), seem to imply that the X-ray and microwave emissions are not produced by the same population of energetic electrons, and that the two populations refer to two different energy ranges. However, our observations showed that some X-ray emitting electrons are trapped in the coronal source. If the same mechanism is responsible for the trapping of X-ray emitting electrons (with energy < 100 keV) and gyrosynchrotron-emitting electrons (with energy > 100 keV), that mechanism should provide efficient trapping over a broad range of energies, and is more efficient at higher energies.

Trapping due to magnetic mirroring is not known to be energy dependent and this mechanism cannot fully explain our observations.

Regardless of the normalisation problems due to the difficulty to estimate the cross-section of the loop and the ambiant density, the diffusive transport model enable to reproduce our different observations, such as the spectral slope in the footpoints, some spectral hardening between the looptop and the footpoints, and the spatial distributions of electron density deduced from both X-ray and radio observations.

Acknowledgements. We thank the RHESSI team for producing free access to data, and Alexey Kuznetsov for his help with the radio data. Sophie Musset acknowledges the CNES and the LABEX ESEP (N° 2011-LABX-030) for the PhD funding, and thanks the French State and the ANR for their support through the "Investissements d'avenir" programm in the PSL* initiative (convention N° ANR-10-IDEX-0001-02).

Appendix A: CLEAN beam factor

The CLEAN algorithm is an iterative algorithm based on the assumption that the X-ray image is well represented by a superposition of point sources convolued with the point spread function (PSF) of the instruments (see e.g. Hurford et al. 2002). The CLEAN algorithm developed for the RHESSI image analysis has one parameter called 'beam factor', which represents the effective resolution of the sub-collimators used to reconstruct the image.

In this paper, the value for the beam factor was chosen to have CLEAN images as close as possible to images reconstructed with the visibility forward fit VISFF (see Schmahl et al. 2007 for the definition of visibilities and Xu et al. 2008 for examples of application) and the PIXON (Metcalf et al. 1996; Hurford et al. 2002) algorithms. This is a standard procedure to ensure that CLEAN agrees with other algorithms for the image reconstruction (see e.g. Dennis & Pernak 2009; Kontar et al. 2010).

The determination of the best value of the beam factor for the image reconstruction has an important impact on the X-ray source size determination on CLEAN images. For example, when using the default value of the beam factor 1, the measured sizes are roughly 1.5 times greater than the sizes estimated on CLEAN images with a beam factor of 1.7 or on a PIXON image.

Appendix B: X-ray production in thin- and thick-targets

The bremsstrahlung photon flux at energy ϵ, $I(\epsilon)$, produced by an energetic electron flux density distribution $F(E, \mathbf{r})$ (electrons/cm^2/s/keV) in a emitting source (a target) of plasma density n and volume V is expressed as:

$$I(\epsilon) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_V \int_\epsilon^\infty n(\mathbf{r}) F(E, \mathbf{r}) Q(\epsilon, E) dE dV \qquad \text{(B.1)}$$

Where $Q(\epsilon, E)$ is the differential bremsstrahlung cross-section, and the integration is done over the target volume and all contributiong electron energies, which are all electron energies above the photon energy ϵ.

We can see that the X-ray spectrum $I(\epsilon)$ is linked to both the energetic electron distribution and the ambiant plasma properties (density and volume of the target).

For spectral observations, as we have with RHESSI, we deal with a spatially-integrated form of equation B.1:

$$I(\epsilon) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_\epsilon^\infty \left\langle \bar{n} V \bar{F}(E) \right\rangle Q(\epsilon, E) dE \qquad \text{(B.2)}$$

where $\bar{n} = (1/V) \int_V n(\mathbf{r}) dV$ and $\bar{F}(E)$ (electrons/cm^2/s/keV) is the mean electron flux distribution, i.e. the plasma-density-weighted, target-averaged electron flux density distribution (Brown et al. 2003; Kontar et al. 2011a; Holman et al. 2011), defined as:

$$\bar{F}(E) = \frac{1}{\bar{n} V} \int_V n(\mathbf{r}) F(E, \mathbf{r}) dV \qquad \text{(B.3)}$$

Since the quantity $\bar{n}V$ is dimensionless, the units of $\left\langle \bar{n} V \bar{F}(E) \right\rangle$ are the same as those of the electron flux (electrons/cm^2/s/keV). $\left\langle \bar{n} V \bar{F}(E) \right\rangle$ is a quantity which can be retrieve from the X-ray spectrum $I(\epsilon)$ without any model assumption and therefore, is the quantity derived during

spectroscopic diagnosics of the X-ray emission. To retrieve the product $\langle \bar{n} V \bar{F} \rangle$, in principle, we only need to know the bremsstrahlung cross-section $Q(\epsilon, E)$.

In our study, we were particularly interested by the number density of energetic electrons with energy $E > E_{min}$, $n_b^{E_{min}}$ (in electrons cm^{-3}), which is defined as:

$$n_b^{E_{min}} \equiv \int_{E_{min}}^{\infty} \frac{F(E)}{v} dE \tag{B.4}$$

where v is the velocity of the electrons. It can also be expressed as:

$$n_b^{E_{min}} \equiv \int_{E_{min}}^{\infty} \frac{\langle \bar{n} V \bar{F}(E) \rangle}{\bar{n} V v} dE \tag{B.5}$$

We distinguish two approximations, the thin-target and the thick-target models. In the thin target model, energetic electrons lose only a small fraction of their energy while they pass through the target, whereas in the thick target model, energetic electrons lose all their supra-thermal energy in the target and are thermalized.

In the following, we describe how the product $\langle \bar{n} V \bar{F} \rangle$ is expressed in the thin- and thick-target models in OSPEX and how we estimate the energetic electron number density n_b (cm^{-3}).

Appendix B.1: Thin target model

We assume a power-law distribution for the electron mean spectrum: $\bar{F}(E) \propto E^{-\delta_{thin}}$. In OSPEX, the proportionnality constant is defined such as we can write the spatially integrated density weigthed mean flux spectrum $\langle \bar{n} V \bar{F}(E) \rangle$ (in electrons s^{-1} cm^{-2} keV^{-1}) is expressed as:

$$\langle \bar{n} V \bar{F}(E) \rangle = \langle \bar{n} V \bar{F}_0 \rangle \frac{\delta_{thin} - 1}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\delta_{thin}}, E > E_0 \tag{B.6}$$

where δ_{thin} and $\langle \bar{n} V \bar{F}_0 \rangle = \left(\int_{E_0}^{\infty} \langle \bar{n} V \bar{F}(E) \rangle dE \right)$ are the spectral index and the normalisation factor given by the spectral analysis (see table 1).

Equation B.5 and can be integrated over E, using equation B.6 to obtain:

$$n_b^{E_{min}} = \frac{\langle \bar{n} V \bar{F}_0 \rangle}{\bar{n} V} \frac{\delta_{thin} - 1}{\delta_{thin} - 1/2} E_{min}^{-1/2} \sqrt{m/2} \left(\frac{E_0}{E_{min}} \right)^{\delta_{thin} - 1} \tag{B.7}$$

where m is the electron mass (in keV/c^2).

Appendix B.2: Thick target model

In the thick target model, energetic electrons lose all their suprathermal energy. Therefore, the energetic electron spectrum $\bar{F}$ is different from the injected electrons spectrum F_0. In fact, we need to integrate the injection spectrum over all energies.

Therefore, the number of photons of energy between ϵ and $\epsilon + \delta\epsilon$ produced by an electron of initial energy E_0 is:

$$\nu(\epsilon, E_0) = \int_{t=0}^{t_F} n(\mathbf{r}) Q(\epsilon, E(t)) v(t) dt \tag{B.8}$$

where t_F is the time at which all energetic electrons have been thermalized. Since energetic electrons are losing energy at a rate dE/dt, the time integration can be replaced by an integration over energy:

$$\nu(\epsilon, E_0) = \int_{\epsilon}^{E_0} \frac{n(\mathbf{r}) Q(\epsilon, E) v(E)}{|dE/dt|} dE \tag{B.9}$$

Energetic electrons lose their energy by coulomb collisions with the electrons of the ambiant plasma, and in that case the energy loss rate is expressed as:

$$dE/dt = -(K/E) n(\mathbf{r}) v(E) \tag{B.10}$$

where $K = 2\pi e^4 \Lambda$, with Λ is the Coulomb logarithm, e is the electron charge, n the density of the plasma, and v is the speed of the energetic electron.

If we consider the injected electron spectrum $F_0(E_0)$, the X-ray spectrum can be express as:

$$I(\epsilon) = \frac{A}{4\pi R^2} \int_{E_0=\epsilon}^{\infty} F_0(E_0) \nu(\epsilon, E_0) dE_0 \tag{B.11}$$

where A is the area of the thick target.

Using equation B.10 in equation B.9, we can rewrite equation B.11 in the following way:

$$I(\epsilon) = \frac{A}{4\pi R^2} \frac{1}{K} \int_{E_0=\epsilon}^{\infty} F_0(E_0) \int_{E=\epsilon}^{\infty} E Q(\epsilon, E) dE dE_0 \tag{B.12}$$

and by changing the integration order, and comparing with equation B.2:

$$\langle \bar{n} V \bar{F}(E) \rangle = A \frac{E}{K} \int_{E_0=E}^{\infty} F_0(E_0) dE_0 \tag{B.13}$$

Once again, we assume the injection spectrum to have a power-law dependence in energy, $F_0 \propto E_0^{-\delta_{thick}}$. In OSPEX, the injection spectrum $F_0(E)$ (electrons/sec/cm^2/keV) has the following form:

$$F_0(E) = \frac{\dot{N}}{A} \frac{\delta_{thick} - 1}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\delta_{thick}}, E > E_0 \tag{B.14}$$

where $\dot{N}$ is the injection electron rate (in electrons s^{-1}), and δ_{FP} is the spectral index.

After integration of equation B.13, the spatially integrated density weigthed mean flux spectrum is:

$$\langle \bar{n} V \bar{F}(E) \rangle = \frac{\dot{N}}{K} E_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\delta_{thick} + 2} \tag{B.15}$$

Equation B.5 is also valid for the thick target model. Using equation B.15 and after integration, the density of energetic electrons, in electrons/cm^3, in the thick target, is:

$$n_b^{E_{min}} = \frac{\dot{N}}{K} \frac{\sqrt{m/2}}{\bar{n} V} \frac{E_{min}^{3/2}}{\delta_{thick} - 5/2} \left(\frac{E_0}{E_{min}} \right)^{\delta_{thick} - 1} \tag{B.16}$$

Table C.1. Summary of the influence of the density n, the size of the acceleration region d and the scattering mean free path λ on the spatial and spectral distributions of energetic electrons in the frame of the diffusive transport model.

Parameter	Effect on spatial distribution	Effect on spectra
When n increases	The spatial distribution gets narrower and the peak of the distribution decreases	The spectra gets harder and the energy at which coronal and footpoint spectra cross increases
When d increases	The spatial distribution gets broader and the peak of the distribution decreases	The footpoint spectrum gets softer and the energy at which coronal and footpoint spectra cross decreases
When λ increases	The spatial distribution gets broader and the peak of the distribution decreases	The spectra get softer and the energy at which coronal and foortpoint spectra cross decreases

Appendix C: Effects of the parameters on the spatial and spectral distribution in the diffusive transport model

As discussed in section 4.1, the spatial and spectral distribution of energetic electrons in the transport diffusive model is described by equation 5 where the plasma density n, the size of the acceleraiton region d and the electron scattering mean free path λ are parameters. The effects of these parameters on both spatial and spectral distributions of energetic electrons is shown in figure B.1 and summarized in table C.1.

As shown on figure B.1, the different parameters does not influence the two distribution in the same way. For instance, when d or λ increases, the spatial distribution becomes broader (note that the shape of the distribution remains different), but the effects on the spectra is not the same: increasing d will have almost no impact on the coronal spectrum whereas increasing λ leads to a softening of the coronal spectrum.

It can be seen that the increase of density lead to a enhanced trapping of energetic electrons, even if the scattering mean free path remains unchanged.

In addition, we note that there is a limit value of the size of the acceleration region below which the effect of this parameter is negligible: this is the case when $d^2 \ll a\pi(E'^2 - E^2)$ (see equation 5). In our conditions, the influence of d on the energetic electron distributions is negligible for $d \lesssim 10^8$ cm.

References

Agueda, N., Klein, K.-L., Vilmer, N., et al. 2014, A&A, 570, A5
Arnoldy, R. L., Kane, S. R., & Winckler, J. R. 1968, ApJ, 151, 711
Aschwanden, M. J., Fletcher, L., Sakao, T., Kosugi, T., & Hudson, H. 1999a, ApJ, 517, 977
Aschwanden, M. J., Fletcher, L., Sakao, T., Kosugi, T., & Hudson, H. 1999b, ApJ, 517, 977
Bai, T. 1982, ApJ, 259, 341
Battaglia, M. & Benz, A. O. 2006, A&A, 456, 751
Bian, N. H., Kontar, E. P., & MacKinnon, A. L. 2011, A&A, 535, A18
Bieber, J. W., Matthaeus, W. H., Smith, C. W., et al. 1994, ApJ, 420, 294
Brown, J. C., Emslie, A. G., & Kontar, E. P. 2003, ApJ, 595, L115
Dennis, B. R. & Pernak, R. L. 2009, ApJ, 698, 2131
Dröge, W. 2000a, Space Sci. Rev., 93, 121
Dröge, W. 2000b, ApJ, 537, 1073
Emslie, A. G., Kontar, E. P., Krucker, S., & Lin, R. P. 2003, ApJ, 595, L107
Holman, G. D., Aschwanden, M. J., Aurass, H., et al. 2011, Space Sci. Rev., 159, 107
Hurford, G. J., Schmahl, E. J., Schwartz, R. A., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 61
Jokipii, J. R. 1966, ApJ, 146, 480
Kennel, C. F. & Petschek, H. E. 1966, J. Geophys. Res., 71, 1
Kontar, E. P., Bian, N. H., Emslie, A. G., & Vilmer, N. 2014, ApJ, 780, 176
Kontar, E. P., Brown, J. C., Emslie, A. G., et al. 2011a, Space Sci. Rev., 159, 301
Kontar, E. P., Hannah, I. G., & Bian, N. H. 2011b, ApJ, 730, L22
Kontar, E. P., Hannah, I. G., Jeffrey, N. L. S., & Battaglia, M. 2010, ApJ, 717, 250
Kovalev, V. A. & Korolev, O. S. 1981, Soviet Ast., 25, 215
Krucker, S. & Lin, R. P. 2002, Sol. Phys., 210, 229
Kuznetsov, A. A. & Kontar, E. P. 2015, Sol. Phys., 290, 79
Leach, J. & Petrosian, V. 1981, ApJ, 251, 781
Lin, R. P., Dennis, B. R., Hurford, G. J., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 3
MacKinnon, A. L. 1991, A&A, 242, 256
McClements, K. G. 1992, A&A, 258, 542
Melrose, D. B. & Brown, J. C. 1976, MNRAS, 176, 15
Metcalf, T. R., Hudson, H. S., Kosugi, T., Puetter, R. C., & Pina, R. K. 1996, ApJ, 466, 585
Palmer, I. D. 1982, Reviews of Geophysics and Space Physics, 20, 335
Piana, M., Massone, A. M., Hurford, G. J., et al. 2007, ApJ, 665, 846
Schmahl, E. J., Pernak, R. L., Hurford, G. J., Lee, J., & Bong, S. 2007, Sol. Phys., 240, 241
Schwartz, R. A., Csillaghy, A., Tolbert, A. K., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 165
Simões, P. J. A. & Kontar, E. P. 2013, A&A, 551, A135
Siversky, T. V. & Zharkova, V. V. 2009, A&A, 504, 1057
Sturrock, P. A. 1968, in IAU Symposium, Vol. 35, Structure and Development of Solar Active Regions, ed. K. O. Kiepenheuer, 471
Sweet, P. A. 1969, ARA&A, 7, 149
Syrovatskii, S. I. & Shmeleva, O. P. 1972, Soviet Ast., 16, 273
Takakura, T. 1986, Sol. Phys., 104, 363
Tomczak, M. & Ciborski, T. 2007, A&A, 461, 315
Vilmer, N., Trottet, G., & MacKinnon, A. L. 1986, A&A, 156, 64
Xu, Y., Emslie, A. G., & Hurford, G. J. 2008, ApJ, 673, 576

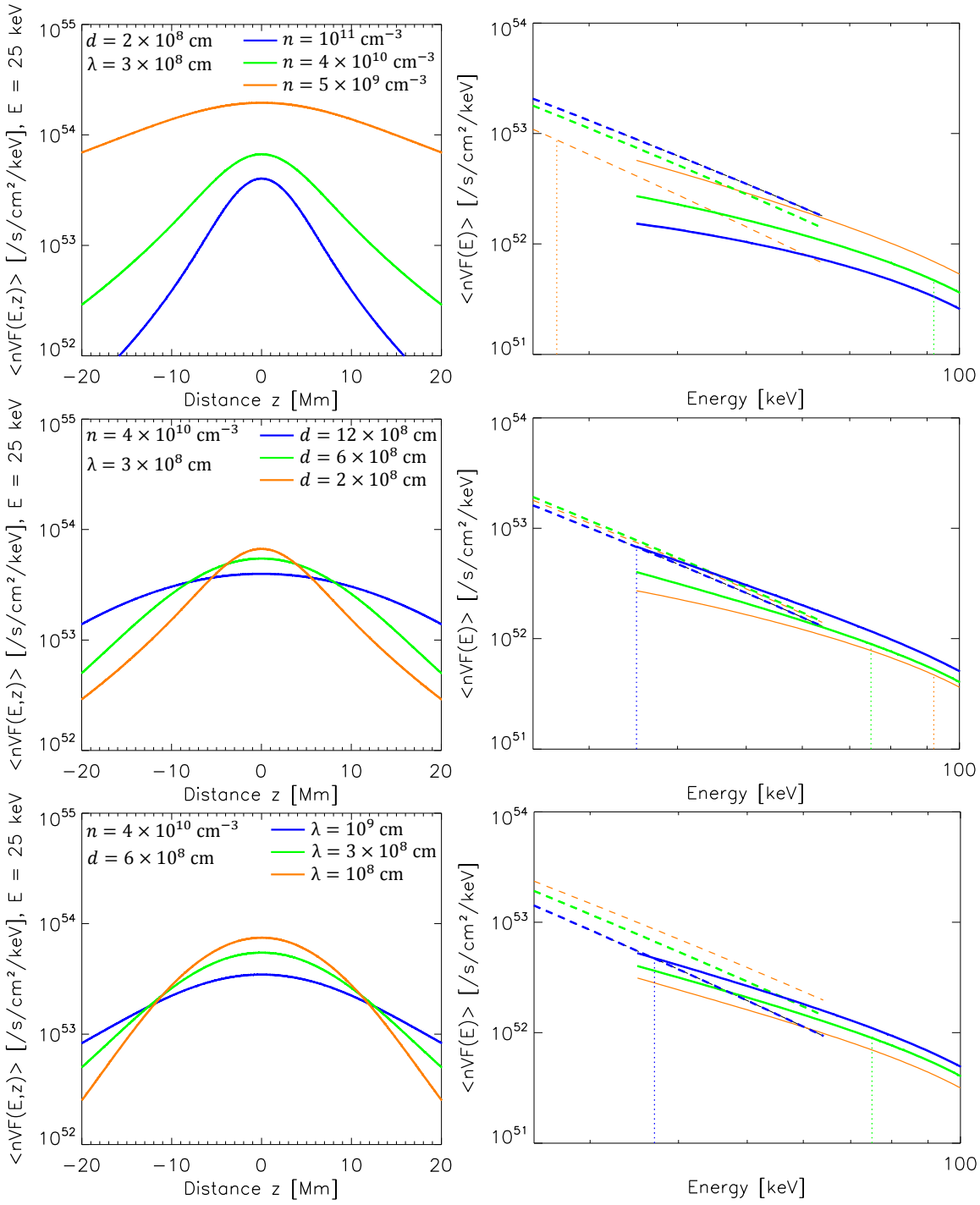


Fig. B.1. Influence of the free parameters in equation 5 (n the plasma density, d the size of the acceleration region, and λ the scattering mean free path) on the spatial (left pannels) and spectral (right pannels) distributions of energetic electrons. In the top pannels, d and λ are constant and $n = 2 \times 10^{11}$ cm^{-3} (blue), $n = 10^{11}$ cm^{-3} (green) and $n = 5 \times 10^{10}$ cm^{-3} (orange). In the middle pannels, n and λ are constant and $d = 9 \times 10^8$ cm (blue), $d = 3 \times 10^8$ cm (green) and $d = 10^8$ cm (orange). In the bottom pannels, n and d are constant and $\lambda = 10^9$ cm (blue), $\lambda = 3 \times 10^8$ cm (green) and $\lambda = 10^8$ cm (orange).

Deuxième partie

Préparation de l'exploitation de l'instrument STIX sur Solar Orbiter

Chapitre 6

Instrumentation X solaire : de RHESSI à STIX

Sommaire

6.1 Observations X : généralités et instruments 149
6.1.1 Généralités sur les observations X 149
6.1.2 RHESSI : Description générale 152
6.1.3 Solar Orbiter 154
6.1.4 STIX, Spectrometer/Telescope for Imaging X-rays : concept général 157
6.2 Détecteurs X 159
6.2.1 Détecteurs : généralités 159
6.2.2 Les détecteurs de RHESSI 165
6.2.3 Les détecteurs de STIX 167
6.2.4 Analyse spectroscopique : l'exemple de RHESSI 169
6.3 Systèmes d'imagerie indirects 172
6.3.1 Système d'imagerie indirect : généralités 172
6.3.2 Le système d'imagerie de RHESSI 175
6.3.3 Algorithmes de reconstruction d'images (le cas de RHESSI) 178
6.3.4 Spectro-imagerie avec RHESSI 182
6.3.5 Système d'imagerie : STIX 182
6.4 Conclusion 189

6.1 Observations X : généralités et instruments

6.1.1 Généralités sur les observations X

L'observation dans le domaine de longueur d'onde des rayons X et des rayons gamma n'est pas évidente pour plusieurs raisons. Tout d'abord, ces rayonnements sont totalement absorbés par l'atmosphère terrestre, ce qui nous contraint à envoyer nos instruments X/gamma dans l'espace (satellites) ou dans la haute atmosphère (ballons, fusées). D'autre part, au-delà d'une certaine énergie, il devient difficile de dévier des photons par des jeux de miroirs (comme cela est fait dans le domaine optique ou ultraviolet) et donc de faire de l'imagerie : ces photons sont en effet si énergétiques qu'ils traversent les optiques. Deux solutions sont généralement imaginées pour pallier à cette problématique :

- Construire des miroirs en incidence rasante (valide jusqu'à une certaine énergie seulement) ;
- Avoir un système d'imagerie indirect, basé sur une modulation du signal permettant la mesure de visibilités, et une reconstruction des images par analyse de Fourier.

Les télescopes à incidence rasante Les surfaces métalliques absorbent le rayonnement X lorsqu'il est en incidence normale. On peut donc utiliser l'incidence rasante ($\approx 89°$) pour réfléchir ce rayonnement. Typiquement, une réflexion sur une surface paraboloïde puis sur une surface hyperboloïde permet de focaliser le rayonnement X sur un foyer image commun, comme illustré en figure 6.1. Généralement, plusieurs miroirs sont imbriqués les uns autour des autres (comme les couches d'un oignon) pour augmenter la surface de collection du rayonnement. Cette technique n'est performante qu'à basse énergie (au maximum quelques dizaines de keV), même si la reflectivité des matériaux utilisés évolue et permet de repousser ces limites.

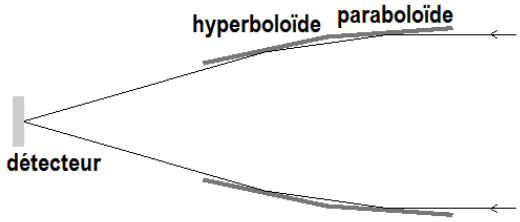


Figure 6.1 – Principe d'un télescope à incidence rasante : exemple du télescope de type Wolter I (Friedrich, 1997).

Dans le domaine des observations solaires à haute énergie, un concept utilise l'incidence rasante avec une optique de type Wolter-I (voir figure 6.1) : il s'agit de l'instrument FOXSI (Focusing Optics X-ray Solar Imager, voir par exemple Krucker et al., 2013b). Une première version de cet instrument a déjà volé deux fois, à bord d'une fusée (un troisième vol est programmé pour 2018). Ce premier instrument est composé de 7 sous-collimateurs, chaque sous-collimateur étant composé de 7 miroirs en nickel, embriqués (voir figure 6.2). La distance focale de ces miroirs est de deux mètres (voir figure 6.3). La résolution angulaire obtenue est d'environ 9 secondes d'angle, et les rayonnements de 4 à 15 keV sont observés. Une deuxième version de cet instrument est en cours de proposition à la NASA, pour une mise en orbite sur satellite. Cette deuxième version de l'instrument devraient pouvoir observer les rayonnements X jusqu'à 35 keV.

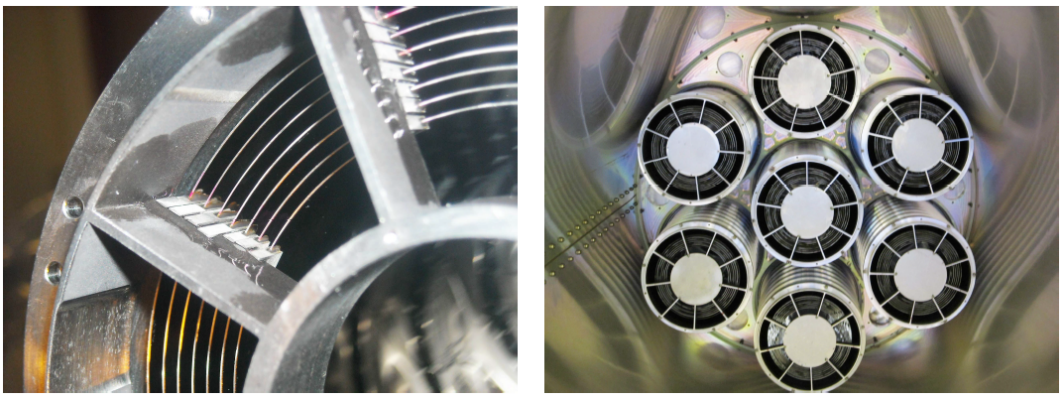


Figure 6.2 – Photographie des miroirs utilisés pour le premier instrument FOXSI : à gauche, vue rapprochée des éléments tenant les septs miroirs imbriqués en place ; à droite, vue complète des sept modules optiques, dans lesquels on peut voir les sept miroirs (Krucker et al., 2013b).

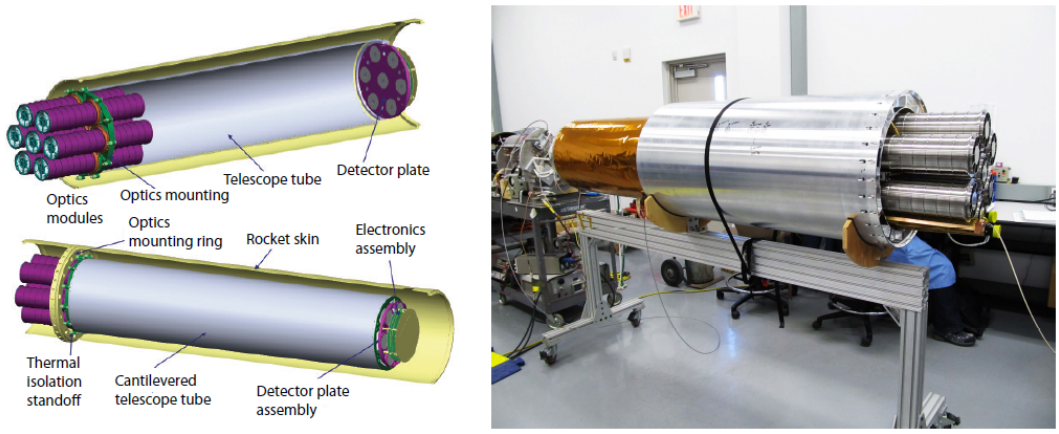


Figure 6.3 – Gauche : Schéma de l'instrument FOXSI, montrant la structure séparant les sept sous-collimateurs et les sept détecteurs, à une distance focale de 2 mètres, positionée à l'intérieur de la fusée. Droite : photographie de l'instrument, avec, de droite à gauche, les optiques, une section de la fusée, et le tube du télescope recouvert d'une couverture isolante (Krucker et al., 2013b).

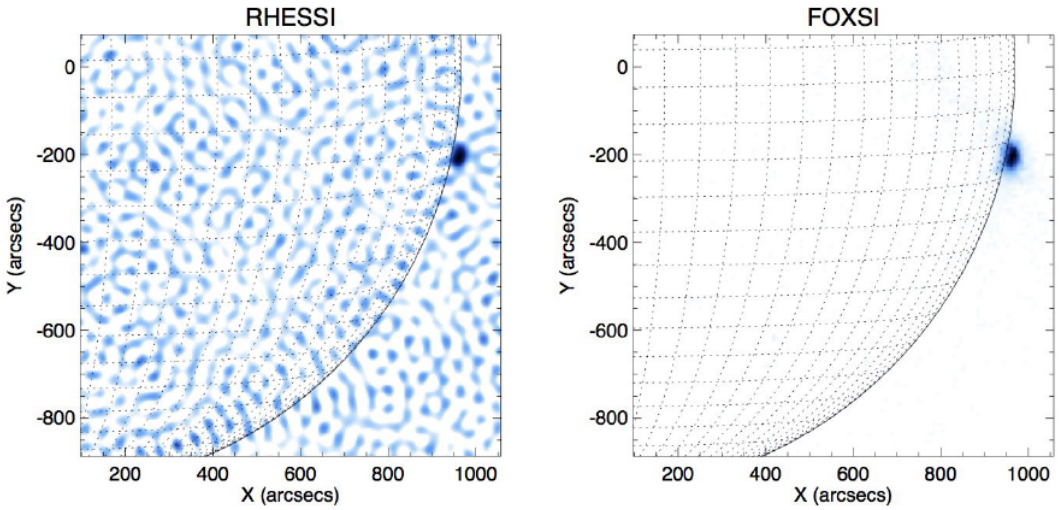


Figure 6.4 – Comparaison entre une image de RHESSI (gauche) et de FOXSI (droite) de l'éruption de classe B2.7 observée pendant le premier vol de FOXSI le 2 novembre 2012. L'image RHESSI a été reconstruite avec l'algorithme CLEAN en utilisant les détecteurs 3 à 9 ; les niveaux de bruit sont visibles sur toute l'image. Le champ de vue choisi correspond au champ de vue total de FOXSI. (Krucker et al., 2013b).

Lors de son premier vol, l'instrument FOXSI a observé une petite éruption solaire, qui a été simultanément observée par le satellite RHESSI (utilisant un système d'imagerie indirect). La comparaison des deux images obtenues est présentée en figure 6.4. Comme on peut le voir sur ces images, dans le cas d'un système d'imagerie direct, le bruit est beaucoup moins important, et la dynamique de l'image meilleure.

Les imageurs indirects de Fourier Au cours de cette thèse, j'ai travaillé avec les données RHESSI et sur l'instrument STIX qui sera à bord de la mission Solar Orbiter. Ces deux instruments sont des imageurs et spectromètres X, et tous deux utilisent un système d'imagerie indirect basé sur la mesure

de visibilités dans le plan des fréquences spatiales. Cette technique s'apparente à de l'interférométrie, bien qu'on ne fasse pas directement interférer les signaux : on réalise une modulation du signal qui permet de remonter à une mesure d'une visibilité complexe, c'est-à-dire d'une composante dans le plan de Fourier.

Dans les sections qui suivent, les instruments RHESSI et STIX sont présentés de manière générale, puis les détecteurs utilisés pour l'instrumentation X solaire et le principe d'imagerie indirect sont présentés dans le cas général et dans le cas des instruments RHESSI et STIX.

6.1.2 RHESSI : Description générale

Le Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) est un satellite de la NASA (NASA Small Explorer) qui a été lancé le 5 février 2002, pour étudier les éruptions solaires à haute énergie (rayons X et gamma). Ce satellite évolue en orbite terrestre basse (586-600 km d'altitude), et permet de réaliser des images et des spectres dans la gamme d'énergie 3 keV - 17 MeV, permettant d'observer les rayonnements X et gamma provenant des particules accélérées pendant les éruptions solaires.

L'instrument comporte neuf sous-collimateurs, composés chacun d'un détecteur au germanium électriquement segmenté en deux, et d'une paire de deux grilles placée devant le détecteur, l'espacement entre les deux grilles étant important : 1.7 mètres. Le tout est monté sur le satellite qui est en rotation sur lui-même, avec une période de rotation de 4 secondes. L'ensemble composé de la paire de grilles et du détecteur est à l'origine du système d'imagerie de RHESSI (sections 6.3.1 et 6.3.2). D'autre part, les détecteurs au germanium, refroidis à moins de 75 K, permettent la détection de photons dans une très large gamme d'énergie (3 keV -17 MeV) et ont pour cela été segmentés, comme cela sera décrit en section 6.2.2.

Cette mission, qui a donc débuté avec la première observation d'une éruption solaire le 20 février 2002, avait été programmée pour une durée nominale de deux ans, prolongeable pendant un an. 14 ans plus tard, RHESSI est toujours en fonctionnement, même si certains détecteurs ont perdu leur segmentation, et ont subit des dommages par radiation, et que le refroidissement des détecteurs n'est plus aussi efficace qu'en début de mission. Cette mission a donc été un grand succès et a permis l'observation de nombreuses éruptions pendant plus d'un cycle solaire.

Orbite

Comme évoqué précedemment, RHESSI est sur une orbite terrestre à une altitude variant entre 586 et 600 km (Lin et al., 2002). Cela a pour conséquences des périodes de « nuit », où la Terre se trouve entre le Soleil et le satellite, empêchant les observations. Ces périodes de nuit durent environ 45 minutes.

Au cours de certaines de ses orbites, RHESSI peut passer au-dessus de l'Anomalie Sud Atlantique (South Atlantic Anomaly, ou SSA, en anglais). Il s'agit d'une zone, située au-dessus de l'Atlantique Sud, où le champ magnétique terrestre est moins fort que le champ attendu dans le cas d'un dipôle magnétique idéal. Il en résulte que la ceinture de radiation la plus interne est plus proche de la surface de la Terre (elle descend jusqu'à 200 km). Lorsque RHESSI survole cette zone, il passe donc au sein de cette ceinture de radiation et est exposé à un flux de particules énergétiques provenant de cette ceinture : RHESSI ne fait donc aucune mesure pendant le survol de cette zone.

Enfin, une antenne de 11 mètres de diamètre a été construite à Berkeley (Californie) pour constituer la station au sol de RHESSI. Etant donné la période rapide de son orbite ainsi que sa faible altitude, il est possible de redescendre un flux de données assez important, d'autant plus que d'autres stations peuvent être utilisées (en Virginie, en Allemagne ou au Chili). Cela permet de

redescendre des données précises telles que le temps et l'énergie exacts d'arrivée de chaque photon détecté. Lorsque la télémétrie est plus réduite, comme ce sera le cas pour l'instrument STIX sur Solar Orbiter, il est nécessaire de redescendre des informations sommées ou moyennées (voir section 6.1.4), on a donc une perte d'information, et un traitement des données à bord est nécessaire.

Schéma général de l'instrument

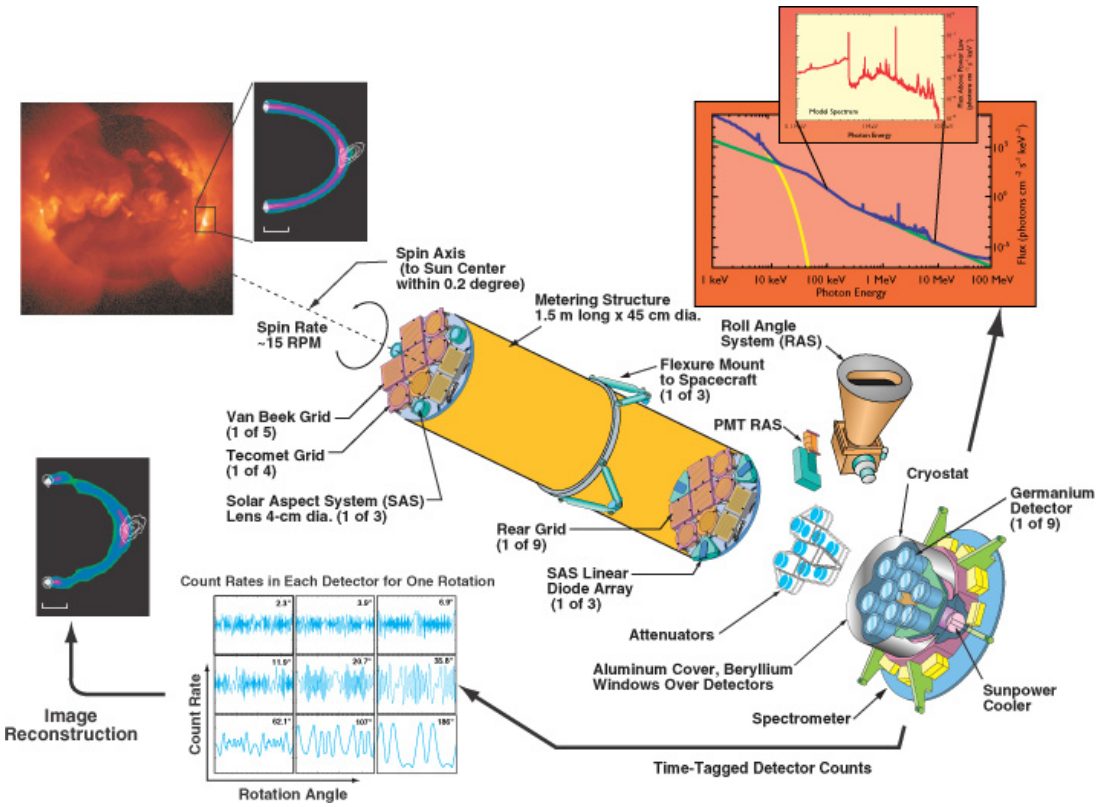


Figure 6.5 – Schéma de l'instrument RHESSI illustrant l'imageur et le spectromètre. Les rayons X et gamma provenant du Soleil (en haut à gauche) passent au travers de deux grilles identiques, montées aux extremités d'un tube long de 1.5 m, et atteignent les détecteurs au germanium. Le satellite tourne sur lui-même permettant de moduler le signal reçu par chaque détecteur (en bas à gauche), ces modulations pouvant être utilisées pour reconstruire une image. D'autre part, les détecteurs, qui sont refroidis par une machine cryogénique, permettent l'observation de spectre à haute résolution spectrale (en haut à droite), permettant la résolution de fines raies gamma (zoom dans le spectre). Des atténuateurs sont insérés automatiquement devant les détecteurs lorsque le flux de photons est trop important et risque de saturer l'électronique (figure tirée de Lin et al., 2002)

Le schéma général de l'instrument est montré en figure 6.5. Le tube placé devant les détecteurs supporte deux paires de grilles identiques à chacune de ses extrémités, qui vont permettre de moduler le signal lors de la rotation de l'instrument sur lui-même ; cela va permettre de reconstruire des images (plus de détails sont disponibles en section 6.3.2). Les détecteurs au germanium de RHESSI sont segmentés et permettent de réaliser des études spectroscopiques du rayonnement X et gamma (voir section 6.2.2). La résolution spectrale est suffisante pour résoudre les raies du spectre gamma.

6.1.3 Solar Orbiter

Une des prochaines missions spatiales du programme Cosmic Vision 2015-2025 de l'ESA sera consacrée à l'étude de l'influence de l'activité solaire sur l'héliosphère : il s'agit de la sonde Solar Orbiter, dont le lancement est prévu pour 2018. Cette sonde sera, comme son nom l'indique, en orbite autour du Soleil ; et elle s'en approchera jusqu'à 0.28 unité astronomique environ, c'est-à-dire une distance comparable à celle de l'orbite de Mercure. Cette prouesse est à l'origine de l'une des plus grandes contraintes sur le satellite : sa résistance aux hautes températures, ainsi qu'à un important flux de particules solaires, doit être assurée.

Objectifs scientifiques

La mission Solar Orbiter a pour objectif la connaissance de l'influence du Soleil sur l'héliosphère, pour ainsi comprendre comment notre étoile influence notre système solaire. De nombreuses missions spatiales ont déjà été lancées dans le but de comprendre l'activité solaire (SoHO, SDO, RHESSI...) ou le vent solaire (WIND, Helios, Ulysses...). Solar Orbiter se concentre sur l'interface entre le Soleil et l'héliosphère, afin de mieux comprendre comment les structures héliosphériques se forment et quels sont les liens entre ces structures et leurs sources dans la couronne solaire.

Cette mission a pour objectif de répondre à plusieurs questions encore ouvertes pour les scientifiques aujourd'hui :

- Où et comment sont créés le plasma du vent solaire et le champ magnétique dans la couronne ?
- Quelle est l'influence des phénomènes transitoires sur la variabilité de l'héliosphère ?
- Comment l'activité solaire produit les rayonnements de particules énergétiques se propageant dans l'héliosphère ?
- Comment fonctionne la dynamo solaire, et influence les connexions entre le Soleil et l'héliosphère ?

Instruments à bord

Afin de répondre à ces questions, le satellite aura à son bord une suite d'instruments scientifiques (dix au total). On peut faire la distinction entre les instruments de mesure in-situ, qui vont faire des mesures à l'endroit-même ou se situe le satellite, et les mesures de télédétection, qui mesurent les émissions solaires dans différentes longueurs d'onde.

- Instruments de mesure in-situ :
  - *Solar Wind Analyser* (SWA) : cet ensemble d'instruments mesure la composition du plasma du vent solaire (protons, particules alpha, électrons, ions lourds) entre 0.28 et 1.4 UA ;
  - *Energetic Particle Detector* (EPD) : cet instrument analyse la composition et la fonction de distribution des particules énergétiques (électrons et ions) ;
  - *Magnetometer* (MAG) : ce magnétomètre mesure le champ magnétique in-situ avec une grande précision
  - *Radio and Plasma Wave analyser* (RPW) : cet instrument mesure le champ magnétique et le champ électrique à une haute cadence temporelle, et permet de mesurer les caractéristiques d'ondes électrostatiques et électromagnétiques dans le vent solaire (de ce point de vue, RPW est également un instrument de télédétection).

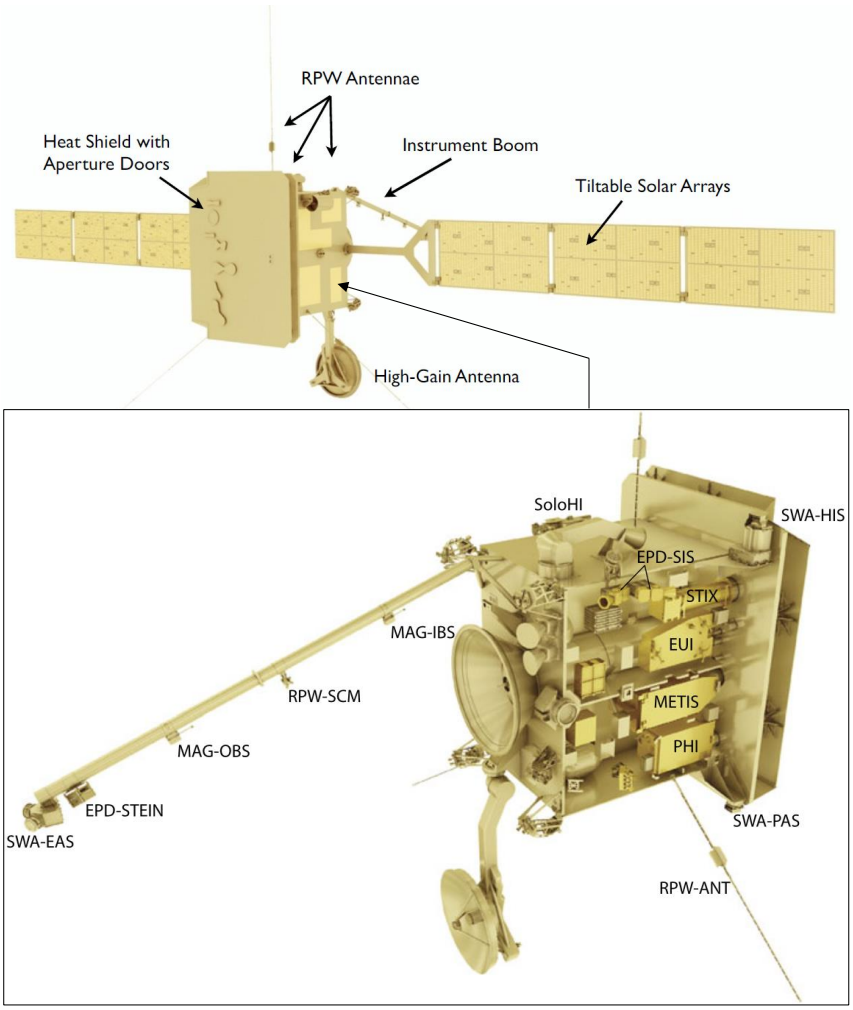


Figure 6.6 – Représentation schématique des instruments montés sur la plateforme du satellite. Sur cette figure, un panneau sur le côté a été enlevé pour montrer les instruments de télédétection. L'instrument SPICE n'est pas visible et est monté sur le panneau du haut. La figure est tirée de Solar Orbiter Team (2011).

- Instruments de télédétection :
  - *Polarimetric and Helioseismic Imager* (PHI) : cet instrument fournira des cartes de champ magnétique vectoriel via des mesures spectropolarimétriques et des cartes de vitesse dans la ligne de visée, pour tout le disque solaire, ainsi que des images dans le domaine visible ;
  - *EUV full-Sun and high-resolution Imager* (EUI) : cet instrument fournira des images dans le domaine ultraviolet, à différentes longueurs d'onde, permettant d'observer différentes couches de l'atmosphère solaire ;
  - *EUV spectral Imager* (SPICE) : cet instrument permet de réaliser des spectres dans le domaine ultraviolet pour déterminer les propriétés du plasma de l'atmosphère solaire ;
  - *X-ray spectrometer/telescope* (STIX) : cet instrument, dont le rôle et le fonctionnement sont détaillés plus loin (section 6.1.4), permet de réaliser des images et des spectres dans le domaine des rayonnements X. Il permet donc la localisation des régions d'accélération

des particules dans l'atmosphère solaire.

– *Coronograph* (METIS) : ce coronographe réalisera des images de la couronne solaire, dans le visible, l'ultraviolet et l'extrême ultraviolet ;

– *Heliospheric Imager* (SolOHI) : cet instrument produit des observations dans un large champ de vue permettant de suivre les structures du vent solaire telles que les éjections de masse coronales, dans le domaine visible (lumière diffusée).

La disposition de ces instruments sur la plateforme du satellite est présentée en figure 6.6.

Concept de la mission

Solar Orbiter est un satellite de l'ESA de taille moyenne ; son lancement est programmé pour octobre 2018 avec un véhicule de la NASA. La trajectoire utilisera l'assistance gravitationnelle de la Terre et de Vénus ; dans le cas de Vénus, cela sera utilisé à plusieurs reprises pour changer l'inclinaison de l'orbite du satellite par rapport au plan de l'écliptique. La croisière [1] durera 2.3 ans, la mission nominale doit durer sept ans et pourra, en cas de succès, être prolongée de trois ans.

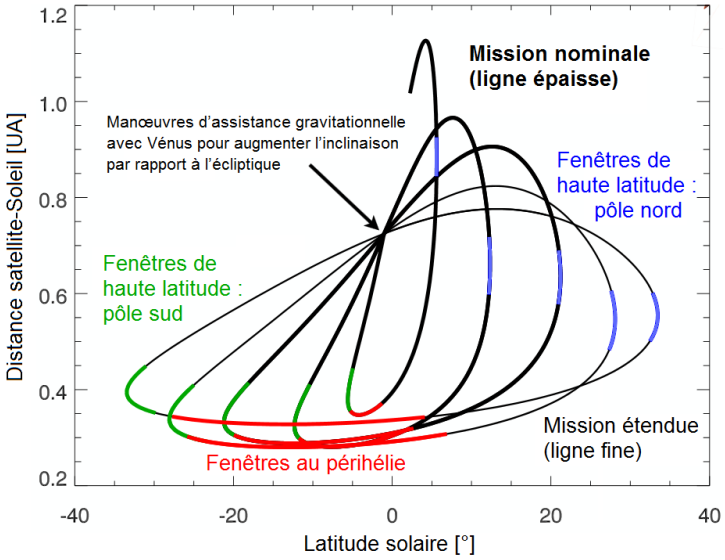


Figure 6.7 – Fenêtres d'observation pour les instruments imageurs au cours de la mission, en fonction de la latitude et de la distance au Soleil.

Cette mission diffère des missions solaires telles que SoHO (Solar and Heliospheric Observatory) et SDO (Solar Dynamic Observatory) qui observent le Soleil en continu, et parfois à très haute cadence temporelle. En effet, Solar Orbiter est plus proche d'une mission d'exploration, et la distance entre le satellite et la Terre sera beaucoup plus grande que pour les missions précédentes. Cela limite la télémétrie, c'est-à-dire la quantité d'information qu'il sera possible de transmettre entre le satellite et la Terre. Pour cette raison, les intruments imageurs (de télédétection) n'observeront pas pendant toute la durée de la mission : cela produirait plus de données que ce qu'il est possible de transmettre sur Terre. Ces instruments seront donc opérationnels sur de courtes durées (une trentaine de jours par orbite, une orbite durant un peu plus de 5 mois) lorsque le satellite sera au plus près du Soleil (voir figure 6.7).

1. temps écoulé entre le lancement et l'arrivée du satellite sur son orbite opérationnelle

Le rôle d'un spectro-imageur X sur Solar Orbiter

Le spectro-imageur X STIX permet à la fois de localiser les sources X dans l'atmosphère solaire mais aussi d'étudier la distribution spectrale des particules énergétiques à l'origine de ces émissions X. Un tel instrument permet donc d'étudier les émissions X des boucles coronales lors des éruptions solaires, c'est-à-dire d'étudier le plasma très chaud ainsi que les signatures de particules énergétiques pendant ces éruptions. Cela permet également d'étudier la distribution des éruptions les plus petites. L'instrument STIX procurera des informations importantes lors de la mission Solar Orbiter, notamment concernant la localisation des éruptions solaires et des sites d'accélération de particules dans la couronne solaire. Les observations X seront combinées par exemple avec les observations radio et les mesures in-situ de particules énergétiques (avec les instruments RPW et EPD par exemple) afin d'étudier l'accélération et le transport des particules énergétiques en lien avec l'activité solaire. Ces exemples montrent l'utilité de cet instrument pour l'étude de nombreuses questions qui sont au coeur des objectifs scientifiques de Solar Orbiter.

6.1.4 STIX, Spectrometer/Telescope for Imaging X-rays : concept général

Le spectro-imageur STIX est un instrument constitué de 30 sous-collimateurs, chaque collimateur étant constitué d'une paire de grilles (supportées par les plateaux avant et arrière) et d'un détecteur. Deux autres détecteurs (non associé à des grilles) sont également présents. Derrière les détecteurs se trouve l'unité électronique, comme le montre le schéma présenté en figure 6.8. Le système constitué de deux grilles séparée de 55 cm est à la base du système d'imagerie décrit en section 6.3.5. Les deux détecteurs qui ne sont pas associés avec une paire de grille sont dédiés à la détermination du bruit de fond ainsi qu'à la grossière localisation des sources X (description plus détaillée en section 7). Ces détecteurs sont refroidis à -20 °C à l'aide d'une plaque froide elle-même connectée à un élément froid du satellite (Krucker et al., 2013a), et grace à une bonne isolation thermique (car l'intérieur du satellite et le module d'électronique seront à une température proche de 50 °C lors des observations au périhélie). Un atténuateur en aluminium peut être mécaniquement placé devant les détecteurs pour diminer le flux X (dans le cas d'une éruption importante) et éviter la saturation de l'électronique (comme décrit en section 6.2.1).

L'instrument STIX permet de réaliser des images avec un champ de vue de 2° (on observera donc le Soleil entier même au moment du périhélie) une résolution spatiale pouvant atteindre 7 arcsec, ce qui correspond à 1400 km sur le Soleil au périhélie (0.28 UA) et 3600 km pour les fenêtres d'observations à haute latitude où le satellite sera plus éloigné du Soleil (0.71 UA).

STIX permet également de réaliser des spectres de l'émission X entre 4 et 150 keV, avec une résolution spectrale allant de 1 keV (à 6 keV) à 15 keV (à 150 keV). Ce domaine d'énergie est décomposé en 32 bandes d'énergies scientifiques, utilisées pour les spectres. Une source d'étalonnage radioactive au baryum est embarquée proche de l'instrument afin de produire un spectre d'étalonnage comprenant des raies caractéristiques, notamment à 31 et 81 keV pour les deux raies les plus visibles.

Comme mentionné plus haut, une des spécificités de cette mission est la faible télémétrie disponible : 150 kbps pour l'instrument STIX (Krucker et al., 2013a), lorsque la distance entre le satellite et la Terre est d'une UA. Pour comparaison, la télémétrie disponible pour RHESSI est de 4 Mbps. STIX produira des données de faible latence (courbe de lumière, spectre...) et une partie de l'analyse scientifique sera faite à bord (calcul de visibilités pour l'imagerie, sélections d'intervalles de temps pour l'accumulation de spectres...).

Les détecteurs de STIX et leur fonctionnement sont décrits en section 6.2.3. Le système d'imagerie de STIX est présenté en détails en section 6.3.5. Le tableau 6.1 résume les principales caractéristiques de l'instrument.

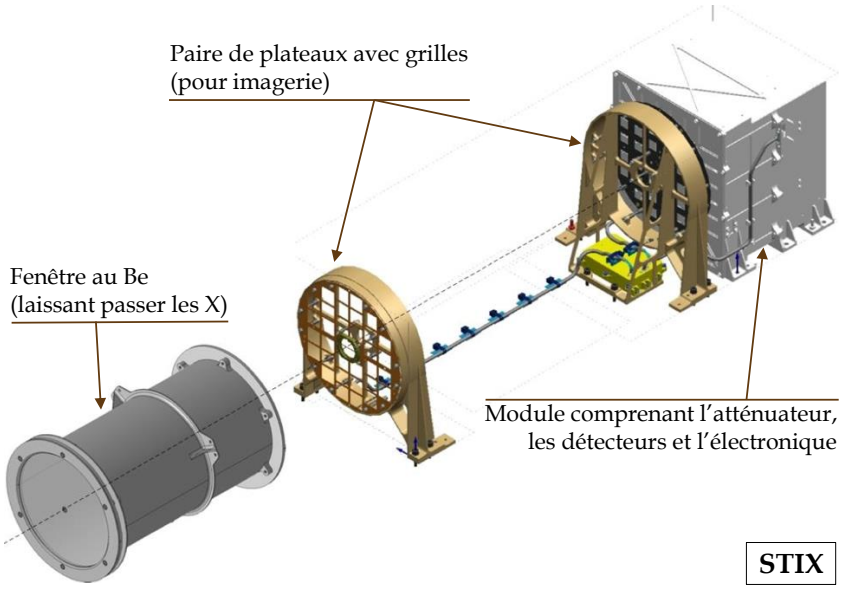


Figure 6.8 – Schéma du design de STIX montrant la fenêtre de Berylium perméable aux rayons X, la paire de plateaux sur lesquels sont montés les grilles, et le module comprenant l'atténuateur, les détecteurs et l'électronique. Les plateaux supportant les grilles sont fixés sur la plateforme du satellite.

Imageur	
Nombre de collimateurs	30
Distance entre deux grilles	55 cm
Pas des grilles	38 μm à 1 mm
Résolution spatiale	jusqu'à 7 secondes d'angle
Champ de vue	2°
Précision du pointage	4 secondes d'angle
Résolution temporelle	jusqu'à 0.1 seconde
Spectromètre	
Détecteurs	CdTe (épaisseur 1 mm, aire 10×10 mm^2)
Nombre de pixels	12
Température des détecteurs	-20 °C ou moins
Résolution spectrale	1 keV à 6 keV, 15 keV à 150 keV
Gamme d'énergie	4 - 150 keV
Nombre de bandes d'énergie scientifiques	32
Instrument	
Masse	5 kg
Volume	$76 \times 22 \times 22$ cm^2
Puissance	4 W
Température (satellite)	+50 °C
Télémétrie disponible	150 kbps

Table 6.1 – Principales caractéristiques de STIX.

6.2 Détecteurs X

6.2.1 Détecteurs : généralités

Dans cette section, nous présentons le fonctionnement des détecteurs utilisés pour les observations X. Dans le cas de RHESSI et STIX, les détecteurs sont des semi-conducteurs et nous n'allons donc parler que de ce type de détecteur.

Les détecteurs peuvent avoir trois capacités différentes et éventuellement complémentaires :

- La capacité de comptage (qui donne le nombre de coups, et éventuellement l'aspect temporel) : ces détecteurs sont des « compteurs ». On a un bon compteur si le nombre de coups enregistrés est proche du nombre de photons qui ont interagit au sein du détecteur.
- La capacité spectroscopique (qui donne l'énergie des photons) : ces détecteurs sont des « spectromètres ».
- La capacité d'imagerie (qui donne l'origine spatiale des photons) : ces détecteurs sont des « imageurs ».

Nous verrons que les détecteurs de RHESSI et de STIX ont une capacité de comptage et une capacité spectroscopique. Un système de grilles placées devant les détecteurs permet de moduler le signal et de reconstruire les images, conférant à l'ensemble une capacité d'imagerie (voir section 6.3.1).

Interaction du photon dans le détecteur

D'une manière générale, la détection de photons se base sur l'interaction entre la lumière et la matière. Trois effets peuvent avoir lieu :

- L'effet photoélectrique : dans ce cas, le photon est totalement absorbé, et l'énergie enregistrée est proportionnelle à l'énergie du photon d'origine. Le photo-électron va perdre son énergie par collisions et créer ainsi plusieurs paires électron-trou dans le semi-conducteur (voir plus loin) par excitation (ionisation) d'un grand nombre d'atomes.

  Lorsqu'un photon ionise un atome du détecteur, l'électron « éjecté » provient généralement d'une couche électronique interne de l'atome. Dans ce cas, un réarrangement du cortège électronique va avoir lieu. Cela peut se produire par transition non-radiative (un électron externe est libéré puis réabsorbé par l'atome pour occuper le trou laissé dans la couche interne) ou par transition radiative (un électron externe rejoint la couche interne en émettant un photon X). Dans ce dernier cas, des photons dit de « fluorescence » vont être émis à des énergies caractéristiques de l'atome. Si les photons de fluorescence sont absorbés par le cristal, toute l'énergie du photon initial sera bien transmise au milieu ; mais si ces photons s'échappent, on n'aura mesuré qu'une fraction de l'énergie du photon incident.

  La section efficace d'absorption photoélectrique dépend de l'énergie du photon incident E_0 et du numéro atomique Z du milieu : $\sigma_{\text{photoélectrique}} \propto Z^{4.5} E_0^{-3}$ (Léna, 1996). Cela induit qu'à haute énergie ($\gtrsim$ 1 MeV), l'absorption photo-électrique n'est pas très efficace.

- L'effet Compton, qui est une diffusion du photon d'origine. Seulement une partie de son énergie est transférée à un électron du milieu. Le photon diffusé peut alors s'échapper, auquel cas on aura enregistré une énergie inférieure à l'énergie du photon d'origine, ou bien réagir encore avec la matière (absorption photoélectrique ou seconde diffusion Compton). Il existe

une relation entre l'angle de diffusion et l'énergie du photon d'origine, et cela peut être utile pour observer la polarisation du signal.

La section efficace de la diffusion Compton suit à peu près l'expression $\sigma_{\text{Compton}} \propto ZE_0^{-1}$ (Léna, 1996).

- Effet de paire : cet effet n'est possible que si l'énergie du photon d'origine E est supérieure à $2mc^2$, c'est-à-dire supérieure à 1.22 MeV. Cet effet décrit la création d'une paire électron-positron, qui en se propageant ionise le milieu et émettre des photons de basse énergie. Enfin, le positron va finalement s'annihiler avec un électron du milieu en émettant une paire de photons d'énergie 511 keV, qui pourront à leur tour s'échapper ou interagir avec le milieu (absorption photo-électrique ou diffusion Compton).

  La section efficace de l'effet de paire est caractérisé par une coupure à 1.22 MeV en énergie, et varie approximativement comme Z^2 (Léna, 1996).

La section efficace d'interaction, qui traduit la probabilité de l'interaction d'un photon dans le détecteur, est la somme des sections efficaces de chaque processus : $\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{photoélectrique}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{paire}}$. Comme les sections efficaces des trois processus dépendent de l'énergie du photon incident, chaque processus sera dominant dans une gamme d'énergie, comme montré sur le diagramme de la figure 6.9. A basse énergie, c'est l'effet photo-électrique qui domine, alors qu'à haute énergie, c'est la création de paires. On voit également sur ce diagramme que plus le numéro atomique Z est grand, plus l'effet photoélectrique sera efficace et dominera à plus haute énergie.

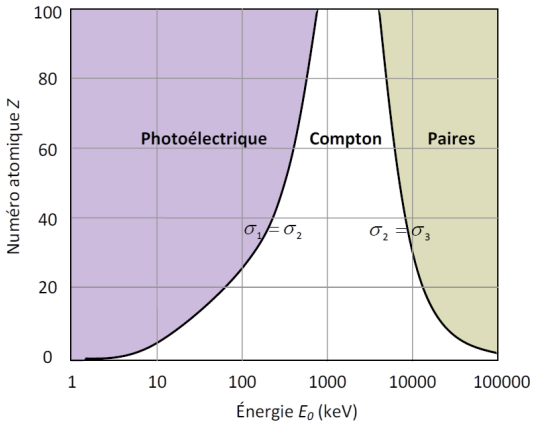


Figure 6.9 – Diagramme de prédominance des trois processus d'interaction du rayonnement X et gamma avec la matière, en fonction de l'énergie incidente et du numéro atomique du milieu. Les courbes correspondent à l'égalité des sections efficaces des deux processus qu'elles séparent (Léna, 1996, Meuris, 2009).

Ces différentes interactions sont à prendre en compte lors de l'étalonnage des données et la création d'une matrice représentant la réponse du détecteur à différentes énergies. Cet aspect est détaillé en section 6.2.4.

Semi-conducteurs

Dans le cas des détecteurs de RHESSI et de STIX, des semi-conducteurs sont utilisés : du germanium et du CdTe respectivement. Le CdTe présente l'avantage d'être composé d'éléments chimiques avec des numéros atomiques élevés (et donc d'être sensible à l'effet photoélectrique, plus que le germanium par exemple).

On modélise généralement les semi-conducteurs en utilisant la théorie des bandes d'énergie : un électron dans un matériau ne peut prendre que des valeurs d'énergie comprises dans certains intervalles (les bandes permises). On distingue deux bandes permises :

- La bande de valence, dernière bande complète où se trouvent les électrons atomiques ;

- La bande de conduction, dans laquelle les charges « libres » (mais pas ionisées) peuvent se déplacer.

Ces deux bandes sont séparées par une « bande interdite ». Dans le cas d'un semi-conducteur, cette bande est suffisament étroite pour qu'il soit possible que des électrons de la bande de valence rejoignent la bande de conduction. Cela peut se produire si un photon d'énergie suffisante arrive sur le semi-conducteur : il excite les atomes, et les électrons passent dans la bande de conduction, ou ils peuvent se déplacer. Il reste alors des « trous » dans la bande de valence, qui peuvent également se déplacer. Ces trous sont considérés comme des charges positives.

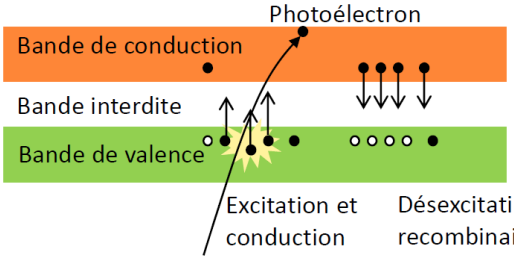


Figure 6.10 – Effet photoélectrique dans un semi-conducteur.

Le principe de l'effet photoélectrique (excitation des atomes par un photon) dans un conducteur est illustré en figure 6.10. Dans les semi-conducteurs, on peut donc avoir des mouvements de charges négatives (les électrons dans la bande de conduction) et positives (les trous dans la bande de valence). Afin de créer effectivement des mouvements de charges, on applique un champ électrique au semi-conducteur (autrement dit, on applique un potentiel électrique). Si on n'appliquait pas ce potentiel, la recombinaison des électrons avec les trous serait possible et on ne pourrait rien mesurer. En pratique, un « photoélectron » va exciter beaucoup d'atomes et créer ainsi un nuage de charges libres. On note que plus la tension appliquée est importante, plus la migration des charges sera rapide et la perte de charges sera réduite.

Mesure du signal

Une fois que le photon incident a interagi au sein du détecteur, des mouvements de charges (maintenus par le potentiel électrique appliqué au détecteur) vont créer une impulsion électrique dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie du photon. Une électronique placée derrière le détecteur permet de mesurer ce signal, en plusieurs étapes :

1. Un préamplificateur de charges convertit la charge Q en une tension U et l'amplifie. En effet, on a généralement une charge de quelques électrons, il est donc nécessaire de l'amplifier pour faire la mesure. On obtient alors un saut de tension.

2. Un filtre permet d'optimiser le rapport signal sur bruit. Ce filtre assure la conversion du saut en tension vers une impulsion dont la hauteur est de l'ordre de la centaine de mV. La largeur de l'impulsion (FWHM) est liée au « temps au sommet » (peaking time), noté τ_p. Plus cette largeur est petite, plus l'impulsion est courte, et donc meilleure est la capacité de comptage du détecteur : cela permet notamment de réduire le phénomène d'empilement décrit plus loin dans ce chapitre. Cependant, si le temps de filtrage est trop court, on peut avoir une collection incomplète de l'énergie. De plus, il existe une valeur du temps de filtrage optimal qui minimise le bruit instrumental (décrit au paragraphe suivant) et donc qui améliore la capacité spectroscopique du détecteur (ce temps de filtrage optimal dépend du détecteur) (Meuris, 2009).

3. Un détecteur de pic mesure le maximum de cette impulsion. C'est un système de discrimination (« trigger »), qui compare le maximum local avec un seuil (en tension). Le seuil doit se situer au-dessus du bruit, mais doit se situer sous l'énergie minimale requise par les objectifs scientifiques. Ces objectifs scientifiques vont donc conditionner la recherche dans le domaine des détecteurs X : en pratique on cherche à réduire le bruit dans le détecteur, pour pouvoir abaisser le seuil de détection.

Toute cette électronique, qui permet de connecter le cristal au reste du module électronique de l'instrument, est appelé hybridation. Les différentes étapes de la mesure du signal sont résumées en figure 6.11.

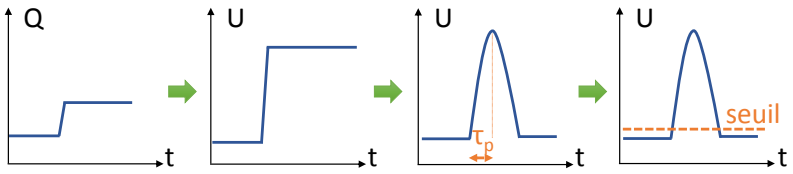


Figure 6.11 – Chaine électronique.

Sources de bruits dans le détecteur

Le détecteur doit être optimisé pour obtenir la meilleure résolution spectrale possible. La résolution spectrale du détecteur est la capacité à mesurer précisément l'énergie portée par la création de la charge Q dans le détecteur. Deux sources de bruit indépendantes dégradent la résolution spectrale du détecteur :

- Le bruit statistique « Fano » dans le semi-conducteur : ce bruit est du à la statistique de l'effet photoélectrique (l'énergie E du photon d'origine donne une charge $Q \pm \sqrt{Q}$, où le deuxième terme est appelé facteur de Fano. Ce facteur dépend de l'énergie.

  Le bruit statistique correspond à une résolution intrinsèque au détecteur, on ne peut pas aller au delà. Pour un détecteur idéal, la résolution spectrale du détecteur est donc : $\Delta E = \Delta E_{\text{statistique}}$.

- S'ajoutant au bruit statistique, on a un bruit électronique, qui dépend du circuit (i.e. de l'hybridation), c'est-à-dire de l'intensité du courant d'obscurité et de la capacité du détecteur. Ce bruit est exprimé en ENC (charge équivalente de bruit), ce qui correspond à une charge en électrons qui s'ajoute au signal réel.

  Le **courant d'obscurité** dépend de la température, de la qualité du cristal (des imperfections dans le cristal peuvent modifier sa résistivité et être à l'origine d'un courant), du type d'électrode utilisé, et du courant induit par le potentiel appliqué au cristal.

  La **capacité du détecteur** s'exprime $C_{\text{détecteur}} = C_{\text{pixel}} + C_{\text{connexion}}$. La capacité de connexion (stray capacitance) est due aux fils (longueur...), aux plots de colle... et la capacité d'un pixel est globalement proportionnelle à la surface du pixel. Si la surface du pixel est trop grande, la capacité spectroscopique du détecteur est donc réduite, surtout si on se trouve dans le domaine où le temps de filtrage est petit (i.e. si on veut compter vite).

Etant donné que ces bruits sont indépendants, la dégradation de résolution spectrale peut s'écrire

$$\Delta E^2 = \Delta E^2_{\text{statistique}} + \Delta E^2_{\text{électronique}} \tag{6.1}$$

Il est donc important de chercher à réduire le bruit électronique de différentes manières pour que la résolution réelle du détecteur tende le plus possible sa cette résolution intrinsèque $\Delta E_{\text{statistique}}$:

- Il existe une valeur du temps de filtrage τ_p pour laquelle le bruit électronique est minimum. Cette valeur du temps de filtrage optimum dépend du détecteur (Meuris, 2009)

- La réduction du courant d'obscurité peut être réalisée en refroidissant les détecteurs et en réduisant le courant électrique induit dans le détecteur (tout en gardant le potentiel électrique suffisament important pour éviter la recombinaison des électrons avec les trous), ce qui est possible avec un choix judicieux du contact (électrode) entre le cristal et l'hybridation (Meuris, 2009, Grimm et al., 2015).

- La capacité du détecteur peut être réduite : cette capacité est proportionnelle à la surface du détecteur (ou des pixels dans le cas d'un détecteur pixellisé), les détecteurs/pixels de surface réduite auront une meilleure résolution spectrale. Le choix du processus d'hybridation permet d'optimiser la capacité de connexion, qui participe à la capacité globale du détecteur.

Temps mort et pileup

Lorsqu'un photon arrive dans un détecteur semi-conducteur, il créé un signal électrique dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie du photon incident. On appelle ce signal un « coup ». Si l'électronique est disponible au moment où le photon arrive, le coup sera lu et enregistré. Il existe un temps de latence pendant lequel le coup est détecté et un temps de lecture pendant lequel l'électronique enregistre le coup (temps d'arrivée, énergie et si nécessaire, pixel touché) : cela est illustré sur la figure 6.12 (a). Pendant le temps de lecture, le détecteur ne va enregistrer aucun coup : si un deuxième photon arrive sur le détecteur pendant le temps de lecture, il sera ignoré (figure 6.12 (b)). Le temps de lecture est considéré comme un temps mort, pendant lequel aucune observation n'est possible. Dans le cas ou de nombreux photons sont détectés, le temps mort peut représenter un large fraction du temps total. Si le temps de lecture est important, notre instrument sera un mauvais compteur, car beaucoup de coups seront ignorés.

On peut aussi s'intéresser au cas où un deuxième photon arrive sur le détecteur pendant le temps de latence, représenté en figure 6.12 (c). Les énergies du premier et du deuxième photon sont différentes, et l'amplitude du pic enregistré sera comprise entre l'énergie du premier photon et la somme des énergies des deux photons. Ce cas est appelé « empilement » (pile-up). Un seul coup sera compté et son énergie sera seulement grossièrement estimée (sur-estimée). Dans ce cas, la capacité de comptage et la capacité spectrométrique du détecteur sont toutes les deux dégradées.

Notons que ces trois cas de figure peuvent se présenter dans le cas d'un détecteur monobloc. Cependant, nous verrons en section 6.2.3 que l'instrument STIX sur Solar Orbiter est équipé de détecteurs pixelisés. Dans ce cas, lorsqu'un deuxième photon arrive sur le détecteur pendant le temps de latence, il faut distinguer le cas où ce photon arrive dans le même pixel que le premier ou dans un pixel différent :

- Si le deuxième photon arrive dans le même pixel que le premier, alors nous avons un cas d'empilement similaire à ce que nous venons de décrire : un seul photon est compté et son énergie est sur-estimée ;

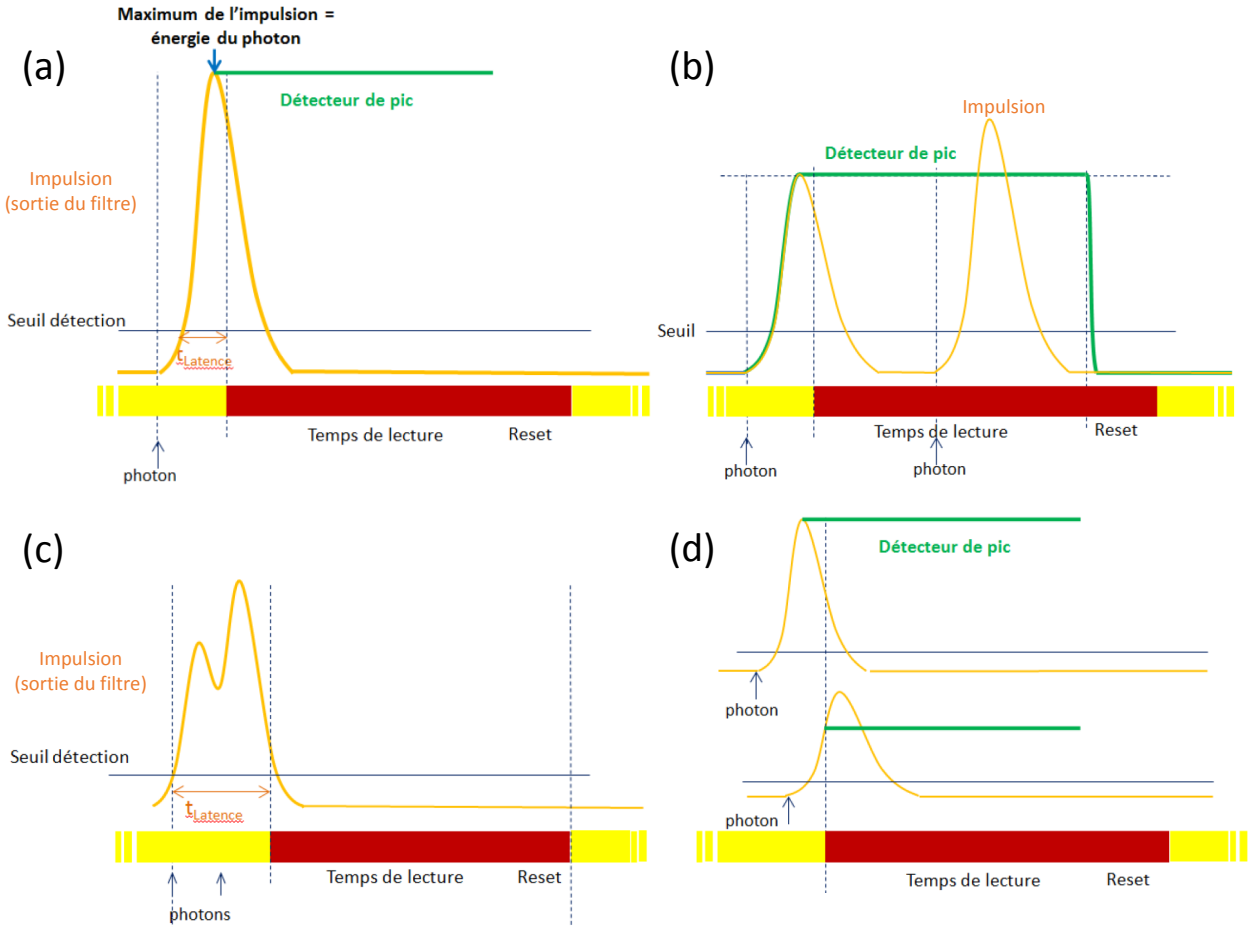


Figure 6.12 – (a) Réponse du détecteur lors de l'arrivée d'un photon isolé ; (b) Réponse du détecteur lors de l'arrivée d'un deuxième photon pendant le temps de lecture ; (c) Réponse du détecteur lors de l'arrivée d'un deuxième photon pendant le temps de latence ; (d) Réponse du détecteur lors de l'arrivée d'un deuxième photon pendant le temps de latence, dans un pixel différent (illustrations inspirées de Gosset, 2014).

- Si le deuxième photon arrive dans un pixel différent, le premier photon sera parfaitement compté et analysé. Le deuxième photon sera également compté, mais le signal qui lui est associé n'aura pas le temps d'atteindre son maximum avant la lecture, et son energie sera donc sous-estimée (voir figure 6.12 (d)). Dans ce cas, le détecteur est un bon compteur (deux coups sont enregistrés pour deux photons) mais un mauvais spectromètre car une des deux énergies enregistrées est sous-estimée.

Dans le cas d'un détecteur pixelisé, il est également possible d'avoir un photon touchant plusieurs pixels : dans ce cas plusieurs coups sont comptés pour un seul photon. On a alors un mauvais comptage (plusieurs coups pour un seul photon) ainsi qu'une mauvaise évaluation de l'énergie (une fraction de l'énergie du photon incident sera associée à chaque coup).

Lorsque les flux de photons deviennent important (pendant une éruption solaire, par exemple), le temps moyen séparant l'arrivée de deux photons sur le détecteur devient court et l'effet d'empilement peut devenir important, réduisant la capacité spectroscopique du détecteur. De plus, la fraction de temps mort par rapport au temps total d'observation devient également importante. L'effet du

temps mort est généralement corrigé, mais lorsque cette correction devient très importante, elle peut amplifier des erreurs de mesure.

Dans le cas des éruptions solaires, les flux de photons peuvent varier énormément, et si l'on veut pouvoir détecter à la fois les petites et grandes éruptions solaires, il faut pouvoir atténuer le flux de photons arrivant au niveau des détecteurs lorsqu'il devient trop grand, par exemple en insérant des atténuateurs mécaniques juste devant ces détecteurs.

Etalonnage en énergie

Comme mentionné plus haut, la hauteur de l'impulsion mesurée est proportionnelle à l'énergie du photon incident. Mesurer cette amplitude revient donc à faire une mesure d'énergie. Cette mesure s'exprime tout d'abord en unités arbitraires (ADU, pour « Analog to Digital Units »), et un étalonnage en énergie est nécessaire pour faire correspondre ces unités à des unités scientifiques (dans notre cas, des keV). La correspondance entre ADU et unités scientifique dépend de la température du détecteur (on a vu que selon la température, le courant d'obscurité varie).

L'étalonnage est réalisé en analysant un spectre de raies, dont on connait les raies (et donc leur énergie). Cela peut nécessiter d'avoir une source d'étalonnage à bord du satellite, produisant ces raies dans la gamme d'énergie observée.

Enfin, il est parfois nécessaire de réduire la quantité d'information enregistrée, pour des raisons de télémétrie par exemple. Une méthode consiste à définir des bandes d'énergies qui vont constituer des points uniques dans nos spectres en énergie. Au lieu de connaître l'énergie exacte du coup enregistré, on saura à quelle bande d'énergie il appartient. L'étalonnage en énergie consiste donc à attribuer une valeur en ADU à chaque limite inférieure et supérieure de ces bandes d'énergies scientifiques ; cela permet ensuite de compter le nombre de coups enregistrés dans chaque bande d'énergie.

6.2.2 Les détecteurs de RHESSI

Description des détecteurs

Les détecteurs de RHESSI sont des semi-conducteurs au Germanium, refroidis mécaniquement à environ 95 K. Les détecteurs de RHESSI ont la particularité d'être segmentés de manière électrique : un seul cristal permet en fait d'avoir deux détecteurs, placés l'un derrière l'autre (voir figure 6.13). Le segment arrière est donc protégé par le segment avant des flux importants de photons de basse énergie (qui peuvent provoquer un temps mort important lors des éruptions importantes), et permet de détecter les photons de haute énergie, qui ont traversé la première partie du détecteur et ne vont s'arrêter que dans le segment arrière (Lin et al., 2002).

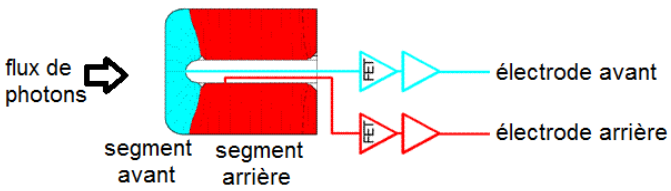


Figure 6.13 – Schéma simplifié du détecteur de RHESSI : segmentation (figure adaptée de Smith et al., 2002).

Lors d'éruptions importantes, l'électronique peut saturer : lorsque le flux de photons devient trop important, des atténuateurs viennent se placer devant les détecteurs. RHESSI a deux atténuateurs, qui sont des disques d'aluminium de différentes épaisseurs (un atténuateur fin et un épais). Il existe donc trois modes d'atténuation pour RHESSI : A0 (pas d'atténuateur), A1 (atténuateur fin) et A3 (deux atténuateurs).

De plus, l'électronique est équipée d'un système de décimation qui permet de réduire électroniquement le nombre de coups traités : une énergie seuil est choisie et seulement une fraction des coups dont l'énergie est inférieure à ce seuil sera enregistrée par l'électronique. Il existe huit niveaux de décimation pour les segments avant des détecteurs, qui s'activent progressivement lorsque le flux de coup augmente. Pour les segments arrière, la décimation est contrôlée depuis le sol.

Performances des détecteurs

La réponse des détecteurs en fonction de l'énergie des photons incidents est montrée sur la figure 6.14, pour les détecteurs avant et arrière, et pour les différents états d'atténuateurs. L'effet des grilles est négligé.

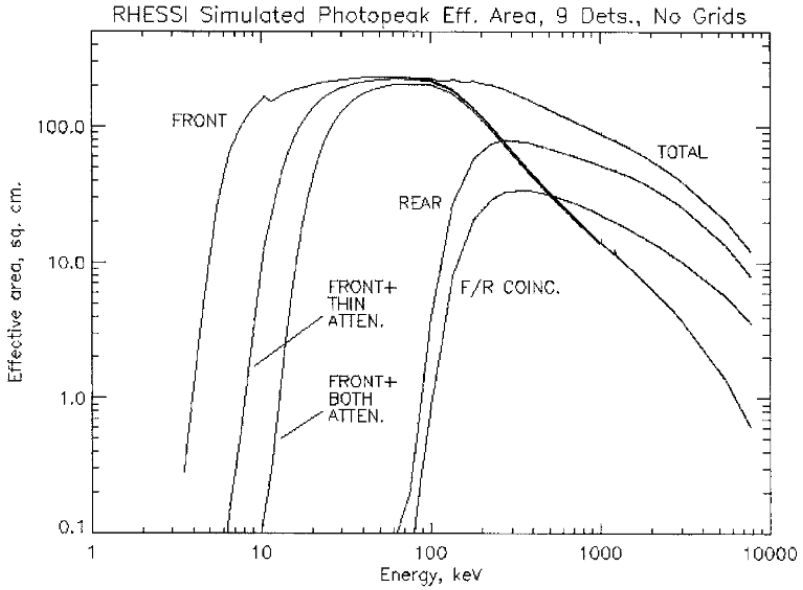


Figure 6.14 – Aire effective pour la détection d'un photopic pour RHESSI (somme sur les neuf détecteurs). Pour le segment avant des détecteurs, le maximum est à plus basse énergie que pour le segment arrière. Les atténuateurs permettent de réduire l'aire effective à basse énergie ; et la dernière courbe représente les coups détectés dans les deux segments. La somme de toutes ces aires est également montrée (figure tirée de Smith et al., 2002).

La résolution spectrale des détecteurs mesurée au début de la mission est détaillée dans le tableau 6.2. A basse énergie (sous 200 keV), la résolution spectrale est dominée par le bruit électronique et est à peu près constante. A haute énergie, le bruit statistique (de Fano) devient plus important (il augmente avec l'énergie, voir section 6.2.1). De plus, les impuretés dans le détecteur vont permettre de piéger des électrons, ce qui provoque un élargissement de raies ; cet effet est également plus important avec l'énergie (Smith et al., 2002).

Détecteur	G1	G2	G3	G4	G5	G6	G7	G8	G9
Résolution avant [keV]	1.13	7.94	0.98	0.98	1.47	1.01	3.15	1.26	1.19
Résolution arrière [keV]	2.90	...	2.77	2.82	2.73	3.05	2.98	3.36	2.27

Table 6.2 – Résolution spectrale des détecteurs de RHESSI, mesurés en vol en début de mission. La résolution est mesurée à 93.9 keV pour le segment avant et 1117 keV pour le segment arrière (tableau inspiré de Smith et al., 2002)

Au début de la mission, huit détecteurs ont eu la performance attendue, avec une résolution d'environ 1 keV dans les segments avant, et inférieure à 3 keV pour les segments arrières.

L'étalonnage du gain du détecteur est recalculée régulièrement, en déterminant les centroides des deux raies principales du signal de fond, une raie du germanium à 93.3 keV et la raie d'annihilation

du positron à 511 keV (Smith et al., 2002).

Vieillissement des détecteurs

La mission RHESSI a duré aujourd'hui 14 ans, au lieu des deux années de la phase nominale prévue initialement. Il a donc fallu faire face à un vieillissement des détecteurs : la cause principale de vieillissement sont les dommages causés par l'exposition aux particules énergétiques (protons et neutrons). Les détecteurs sont alors dégradés, présentent plus d'impuretés, ce qui a pour conséquence un piégeage plus important des électrons dans les détecteurs, et donc une perte de résolution spectrale.

Un procédé de recuit des détecteurs permet de retrouver une pureté du cristal plus importante et donc de retrouver une meilleure résolution spectrale. Ce processus consiste à monter les détecteurs à une température d'environ 100°C pendant environ une semaine. La première opération de ce type a eu lieu en novembre 2007. Depuis, quatre autres recuits ont eu lieu, en 2010, 2012, 2014, et le dernier en 2016, en cours au moment où cette thèse est rédigée. Ce recuit a permis à chaque fois de retrouver une bonne résolution spectrale, mais parfois la segmentation des détecteurs est perdue. Ainsi, les détecteurs G2 et G4 ont perdu leur segmentation en 2012, les détecteurs G5 et G7 l'ont perdu en 2014. Une des difficultés est de pouvoir refroidir les détecteurs afin de retrouver la température de fonctionnement d'environ 115 K ; en effet, le système de refroidissement est de moins en moins performant (la température de fonctionnement a augmenté depuis le début de la mission, et le refroidissement est de plus en plus lent après chaque recuit).

6.2.3 Les détecteurs de STIX

Les détecteurs de STIX sont des semi-conducteurs au tellurure de cadmium (CdTe), comme mentionné dans la section 6.2.1. Dans cette section, nous présentons un peu plus en détail le fonctionnement de ces détecteurs pixelisés, qui sont développés au service d'astrophysique (SAp) du CEA-Saclay. Ces détecteurs sont composés d'un cristal (CdTe) derrière lequel se trouve un circuit intégré de lecture (ASIC), formant l'ensemble appelé Caliste-SO.

Le cristal

Le cristal est composé de CdTe, un semi-conducteur très sensible à l'effet photoélectrique car ses composants ont un nombre atomique Z élevé (voir section 6.2.1) : 48 pour le cadmium et 52 pour le tellure. Ce cristal a une surface de un centimètre carré [2]. Un fort potentiel électrique est appliqué au sein du cristal pour que les charges créées par effet photo-électrique migrent rapidement dans le détecteur et qu'il n'y ait pas de perte de charge par recombinaison (des électrons avec les trous).

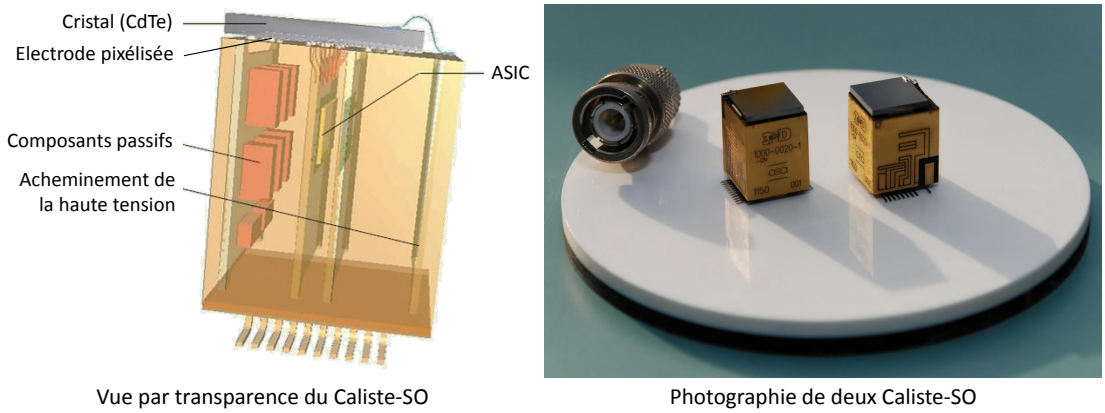
La surface pixelisée du détecteur se trouve sous le cristal, associée à l'électrode qui fait le lien entre le cristal et l'électronique frontale.

L'hybridation

L'hybridation est la technique qui connecte le cristal à l'électronique (voir section 6.2.1). L'équipe du CEA a développé une hybridation nouvelle et unique pour les Caliste : toute l'électronique frontale est intégrée dans un ASIC (Application Specific Integrated Circuit), qui tient totalement derrière le cristal, comme on peut le voir sur le schéma par transparence en figure 6.15. Cet agencement

2. On ne peut pas faire de plus gros détecteurs d'un seul bloc à cause de la difficulté de fabrication du CdTe. En réalité, lors de la fabrication, un gros volume de cristal est fait, mais on ne réalise les détecteurs qu'avec le cœur du cristal (sinon il aurait trop d'imperfections). Il est difficile de faire des détecteurs plus grands qu'un centimètre carré.

permet de placer les différents détecteurs les uns à côté des autres afin de former un plus grand détecteur (bien que ce ne soit pas la solution choisie pour STIX), une électronique située sur la surface du bloc (voir photo sur la figure 6.15) permettant de relier les différents ASIC entre eux.



Vue par transparence du Caliste-SO

Photographie de deux Caliste-SO

Figure 6.15 – Gauche : schéma du Caliste-SO (inspiré de la figure 3 de Meuris et al., 2014b). Droite : photographie du Caliste-SO (Benz et al., 2012).

Dans STIX, on n'a que 12 pixels, et un unique ASIC est suffisant derrière le cristal, gérant les 12 canaux reliés aux 12 pixels. On a donc pu intégrer le circuit gérant la haute tension au bloc situé derrière le détecteur, sur un circuit indépendant (voir le schéma de la figure 6.15). On remarque sur le schéma et la photo de la figure 6.15 que le bloc situé derrière le détecteur est légèrement plus gros que le détecteur lui-même. Cela n'est pas gênant pour STIX car les détecteurs ne sont pas situés côte à côte.

Remarques sur l'utilité des petits pixels de STIX

L'optimisation du temps de filtrage pour la réduction du bruit électronique a été décrite en section 6.2.1. Il a été remarqué que le bruit instrumental diminuait avec la capacité des pixels, qui est proportionnelle à leur surface.

L'ajout de petits pixels sur le détecteur de STIX est donc intéressant pour deux raisons :

- On réduit le nombre de coups enregistrés par une seule électronique (dans le cas des évènements avec beaucoup de photons, c'est intéressant, car l'électronique peut enregistrer au plus un certain nombre de photons par intervalle de temps) : cela permet de réduire les phénomènes de temps mort et d'empilement décrits en section 6.2.1.
- On diminue le bruit électronique car la capacité du pixel est plus petite, la spectroscopie est donc de meilleure qualité.

Pour ces petits pixels, on a donc une meilleure résolution spectrale et une meilleure capacité de comptage à fort flux (la résolution spectrale de STIX est discutée en section 7.4.2).

Efficacité de détection des Caliste-SO

L'efficacité de détection des détecteurs de STIX a été simulée, et est présentée en figure 6.16. La distinction est faite entre l'efficacité dans le pic (peak efficiency) et l'efficacité totale (total efficiency). L'efficacité dans le pic est la probabilité qu'un photon soit totalement absorbé ; autrement dit,

il s'agit de la probabilité de mesurer correctement l'énergie du photon. L'efficacité totale est la probabilité d'absorber toute ou en partie l'énergie du photon incident : cela reflète la capacité du détecteur à détecter le photon.

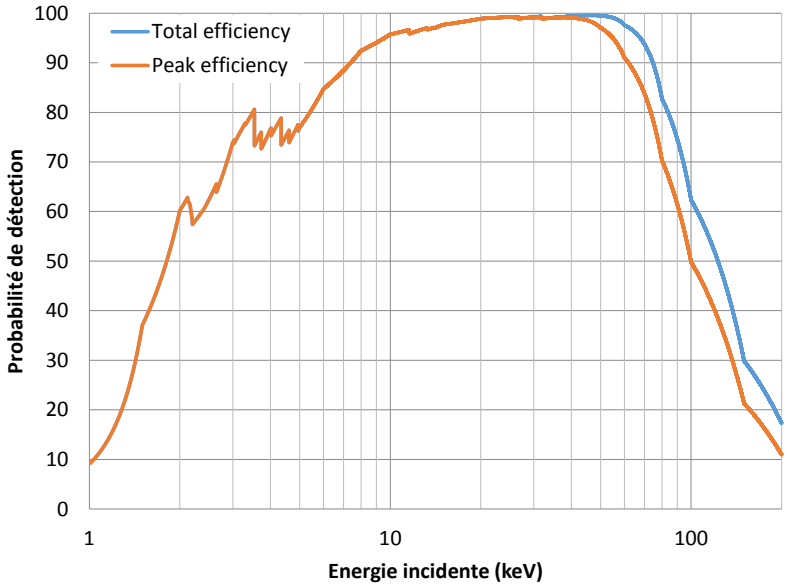


Figure 6.16 – Efficacité théorique de détection d'un détecteur plan de CdTe de 1 mm d'épaisseur (approximation pour les gros pixels d'un Caliste-SO), inspiré de la figure 6-14 de Meuris et al. (2014a).

6.2.4 Analyse spectroscopique : l'exemple de RHESSI

Des coups aux photons : la matrice de réponse

Afin de remonter au spectre de photons émis par l'éruption solaire à partir d'un spectre de coups enregistré par l'instrument, il faut prendre en compte plusieurs effets intrumentaux et physiques.

Dans un premier temps, le spectre de coups est corrigé du gain de détecteur grace à l'analyse d'un spectre d'étalonnage, et du temps mort, avec un compteur prenant en compte le temps mort dû à l'analyse des coups, ce qui permet de faire une première correction de l'empilement décrit en section 6.2.1 (Smith et al., 2002). D'autre part, une correction du signal de fond doit être effectuée. Pour cela, la procédure la plus standard consiste à sélectionner des intervalles de temps avant et après l'éruption, pour calculer le signal de fond dans différentes bandes d'énergie et le soustraire au signal enregistré pendant l'éruption. Cependant, ce signal de fond présente parfois des variations sur des durées de l'ordre de la dizaine de minutes, et il est alors nécessaire de sélectionner plusieurs intervalles de temps afin d'ajuster un polynome sur le signal de bruit pour prendre en compte ces variations, avant de le soustraire au signal de l'éruption.

Une fois que ces premières corrections sont réalisées, il reste un certain nombre d'effets, pouvant modifier le spectre, à prendre en compte pour retrouver le spectre de photons de l'éruption solaire. La prise en compte de ces effets permet de calculer une matrice de réponse. Dans cette matrice, les éléments diagonaux traduisent l'efficacité de l'instrument à détecter des photons à leur énergie réelle, tandis que les éléments non-diagonaux traduisent la détection de ces photons à des énergies différentes de leur énergie réelle (et généralement plus basse).

Les effets pris en compte dans la matrice de réponse de RHESSI sont les suivants (Smith et al., 2002) :

- L'absorption d'une partie du rayonnement par les grilles, les atténuateurs éventuels, les fenêtres, les couvertures thermiques ;
- La diffusion Compton dans et en-dehors des détecteurs ;
- La diffusion Compton dans l'atmosphère terrestre, qui va produire un signal de faible énergie dans les détecteurs arrière ;
- Le bruit électronique ;
- La dégradation de la résolution spectrale à cause des radiations ;
- La limite basse de détection en énergie, imposée par l'électronique.

Le calcul de la matrice de réponse revient à calculer, en fonction de l'énergie du photon incident, la fonction de probabilité de l'énergie du coup.

Les réponses calculées à 50, 350 et 2500 keV pour RHESSI sont visibles en figure 6.17 : on peut voir qu'à 50 keV, l'émission est dominée par l'effet photoélectrique, bien qu'un pic secondaire correpondant à la fluorescence soit visible. A 350 keV, un continu dû à la diffusion Compton est visible, ainsi qu'un pic de fluorescence ; et pour des photons de 2500 keV, quelques raies fines sont visibles dans le spectre de coups (en plus du continu), dont la raie d'annihilation du positron à 511 keV.

Pour calculer l'efficacité du détecteur au pic à une énergie donnée, c'est-à-dire les éléments diagonaux de la matrice, on prend en compte la probabillité d'échappement par fluorescence, et l'atténuation du rayonnement par les différents éléments présents devant les détecteurs :

$$\text{eff} = (1 - k_f) \times F_{\text{att}} \times P_{\text{PE}} \tag{6.2}$$

où k_f est la probabilité d'échappement par fluorescence, F_{att} est le facteur d'atténuation et P_{PE} est la probabilité d'une détection photoélectrique.

Les probabilités d'interactions photoélectriques et de diffusion Compton sont calculées pour chaque énergie, en connaissant le type de détecteur (composition et épaisseur), ainsi que l'angle d'incidence du rayonnement.

A ces calculs de probabilités s'ajoute l'estimation de la résolution spectrale qui est une fonction de l'énergie. Cette fonction prend en compte la résolution spectrale intrinsèque due au bruit statistique ainsi qu'au bruit électronique (voir section 6.2.1). Cette résolution spectrale peut se dégrader au cours de la mission à cause des radiations qui dégradent les propriétés des détecteurs sur le long terme.

Des photons aux électrons : modèles non-thermiques

L'analyse des spectres de coups et de photons est réalisée à l'aide de la branche OSPEX du SolarSoft. Il est également possible d'utiliser des modèles du spectre d'électrons plutôt que du spectre de photons pour l'ajustement des données dans OSPEX. Cette démarche concerne le spectre d'électrons non-thermiques.

Le but de cette section est d'établir le lien entre le flux de photons $I(\epsilon)$ observé (voir section 2.4.2), et le spectre d'électrons intégré sur le volume et pondéré par la densité $\left[\overline{n}V\overline{F}(E)\right]$, dans le cadre de deux approximations : les modèles de cible mince et cible épaisse (ces notions ont été

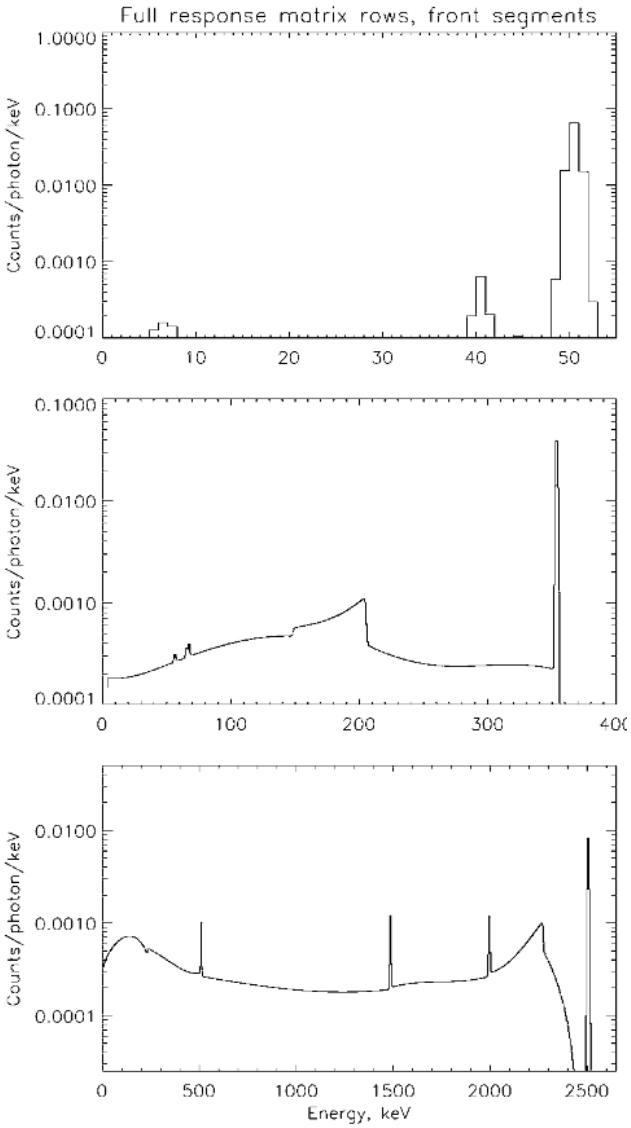


Figure 6.17 – Matrice de réponse de RHESSI : extraits de la matrice à 50, 350 et 2500 keV de haut en bas (figure tirée de Smith et al., 2002).

introduites en section 3.2).

Par la suite, nous décrivons comment le produit $\left[\bar{n}V\bar{F}\right]$ est exprimé dans le cadre des modèles de cible mince et de cible épaisse, en particulier en fonction des paramètres de ces modèles comme ils sont implémentés dans OSPEX.

Modèle de cible mince

Dans la cible mince, les électrons énergétiques ne perdent qu'une petite fraction de leur énergie en traversant la cible.

Nous faisons l'hypothèse d'une distribution d'électrons en énergie ayant la forme d'une loi de puissance : $\bar{F}(E) \propto E^{-\delta}$. Dans OSPEX, la constante de proportionnalité est définie de sorte que nous puissions écrire le spectre intégré des électrons $\left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right]$ (en electrons.s^{-1}.cm^{-2}.keV^{-1}) de la

manière suivante :

$$\left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right] = \left[\bar{n}V\bar{F}_0\right]\frac{\delta-1}{E_0}\left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\delta}, E > E_0 \tag{6.3}$$

où δ et $\left[\bar{n}V\bar{F}_0\right] = \left(\int_{E_0}^{\infty}\left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right]dE\right)$ sont l'indice spectral et le facteur de normalisation, paramètres lors de l'analyse spectrale.

Modèle de cible épaisse

Encore une fois, nous faisons l'hypothèse d'un spectre d'électrons en loi de puissance, $F_0 \propto E_0^{-\delta}$. Dans OSPEX, le spectre injecté $F_0(E)$ (electrons/sec/cm^2/keV) a la forme suivante :

$$F_0(E) = \frac{\dot{N}}{A}\frac{\delta-1}{E_0}\left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\delta}, E > E_0 \tag{6.4}$$

où $\dot{N}$ est le flux d'électrons injectés dans la cible (en electrons.s^{-1}), et δ est l'indice spectral.

Après l'intégration de l'équation 2.26, le spectre moyen (intégré sur le volume et pondéré par la densité) est :

$$\left[\bar{n}V\bar{F}(E)\right] = \frac{\dot{N}}{K}E_0\left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\delta+2} \tag{6.5}$$

Conclusion

L'analyse spectroscopique des données RHESSI est réalisée avec la branche OSPEX du SolarSoft et permet de déduire des observations soit le spectre de photons, soit directement le spectre d'électrons, en adoptant un modèle d'émission X tel que celui de la cible mince ou de la cible épaisse, qui sont les plus communément utilisés. L'analyse spectroscopique des données STIX aura ses spécificités mais sera dans le principe similaire à ce qui a été présenté dans cette section.

6.3 Systèmes d'imagerie indirects

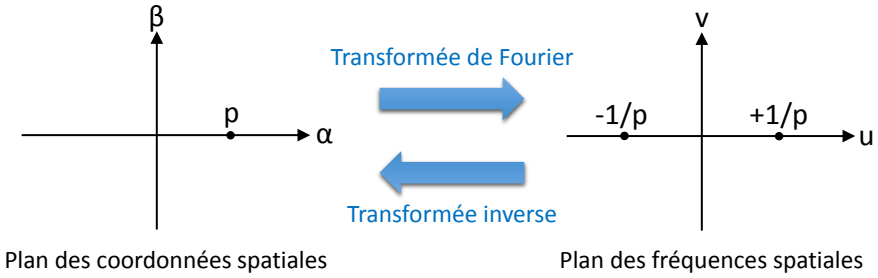
Au-delà d'une certaine énergie, il devient très difficile de réaliser des télescopes à incidence rasante permettant de réaliser des images dans le domaine X. Il est donc nécessaire d'utiliser des systèmes d'imagerie indirects. Nous présentons ici le principe d'imagerie indirect utilisant des paires de grilles permettant de moduler le signal et de calculer les visibilités dans l'espace de Fourier, principe utilisé pour l'imagerie X solaire. Nous détaillerons ensuite les systèmes utilisés pour les instruments RHESSI et STIX.

6.3.1 Système d'imagerie indirect : généralités

Généralités : la notion de visibilité complexe

Afin de comprendre les systèmes d'imagerie basés sur l'interférométrie, il faut se familiariser avec l'espace de Fourier et aux grandeurs conjuguées par la transformée de Fourier.

Considérons les coordonnées spatiales (x,y) : on peut leur associer des coordonnées de fréquence spatiale (u,v) qui sont les variables conjuguées des coordonnées spatiales par la transformée de Fourier. Ces coordonnées (u,v) sont liées au nombre d'onde k, défini par $k = 2\pi/\lambda$, par les relations suivantes : $u = k\cos\theta$ et $v = k\sin\theta$, avec θ un angle lié à l'orientation du plan d'observation. La fréquence spatiale correspond à l'inverse d'une échelle caractéristique de variation spatiale de l'objet observé. Le plan (u,v) est appelé plan des fréquences spatiales.



Selon le théorème de Zernike-Van Cittert, la transformée de Fourier de la distribution spatiale d'intensité de la source est appelée « facteur de cohérence complexe » (ou plus communément, « visibilité complexe », terme que nous utiliserons dans la suite). Une mesure de visibilité complexe fournit une composante de fréquence spatiale de la source (i.e. un point dans le plan (u,v))

Si on mesure les visibilités complexes pour plusieurs fréquences spatiales, on peut en principe reconstruire la distribution spatiale d'intensité de la source (par transformée de Fourier inverse).

La méthode la plus classique pour mesurer les visibilités complexes consiste à utiliser le principe d'interférométrie, afin de créer une figure d'interférence dont l'amplitude et la phase sont directement liés à la valeur de la visibilité. En effet, le module de la visibilité complexe correspond à la visibilité (ou contraste) des franges de la figure d'interférence, et la phase de cette visibilité complexe correspond au décalage de la frange centrale de la figure par rapport à la différence de marche nulle.

Généralement, afin de réaliser un interféromètre, on utilise deux télescopes observant le même objet. Une différence de marche existe, ce qui permet de faire interférer les rayonnements provenant des deux télescopes. La visibilité complexe associée correspond à une composante de fréquence spatiale dont le module est égal à λ/B, λ étant la longueur d'onde du rayonnement et B la distance entre les deux télescopes (cette distance est appelée « base »).

La technique de mesure de visibilité par interférométrie est utilisée dans les domaine radio et visible. Dans le cas des observations X, nous ne faisons pas interférer les rayonnements, on ne parle donc pas d'interférométrie. Cependant, les imageurs indirects permettent de mesurer différentes visibilités complexes afin de reconstruire l'image par transformée de Fourier inverse.

Mesures des visibilités dans le domaine X

Dans le domaine des rayonnements X, la mesure des visibilités est obtenue par la modulation du signal. Cette modulation se fait à l'aide de deux grilles identiques, placées devant le détecteur, et séparées entre elles par une distance assez importante : cela est illustré en figure 6.18. On appelle « sous-collimateur » l'ensemble composé de la paire de grilles et du détecteur. Les détails de cette modulation varient ensuite selon le design de l'instrument. Dans la section suivante, la mesure des visibilités est détaillée pour l'imageur Hard X-ray Telescope (HXT) sur Yohkoh, qui possédait des détecteurs monopixels. Ce système d'imagerie de Fourier pour les imageurs X est à la base des imageurs X décrits dans ce manuscrit. Cependant, une modulation supplémentaire du signal a été introduite, de manière a ce qu'un seul sous-collimateur soit suffisant pour la mesure d'une visibilité complexe :

- Dans le cas de RHESSI, on a une modulation temporelle du signal : le satellite tourne sur lui-même, provoquant ainsi une modulation du flux de photons au travers de la paire de grilles d'un sous-collimateur. Ce principe est détaillé en section 6.3.2.

- Dans le cas de STIX, la modulation est spatiale : une petite variation de pas ou d'orientation entre la grille avant et la grille arrière du sous-collimateur permet de créer un motif périodique (motif de Moiré) sur un détecteur pixelisé. Ce principe est détaillé en section 6.3.5.

Mesures des visibilités : le cas de l'instrument HXT sur Yohkoh

Dans le cas du HXT, les deux grilles d'un même sous-collimateur sont rigoureusement identiques, et les détecteurs sont monopixels. Dans ce cas, la mesure d'une visibilité complexe nécessite une paire de sous-collimateurs : on peut faire une analogie entre cette paire de sous-collimateurs et la paire de télescopes permettant la mesure d'une visibilité, dans le cas de l'interférométrie, évoqué dans la section précédente.

Pour les deux sous-collimateurs d'une même paire, les grilles ont un pas et une orientation identiques ; mais un déphasage de 90° entre les deux est introduit en translatant la position relative des deux grilles de p/4 (p étant le pas de ces grilles) sur le deuxième : les deux sous-collimateurs sont donc en quadrature de phase, comme illustré sur la figure 6.18.

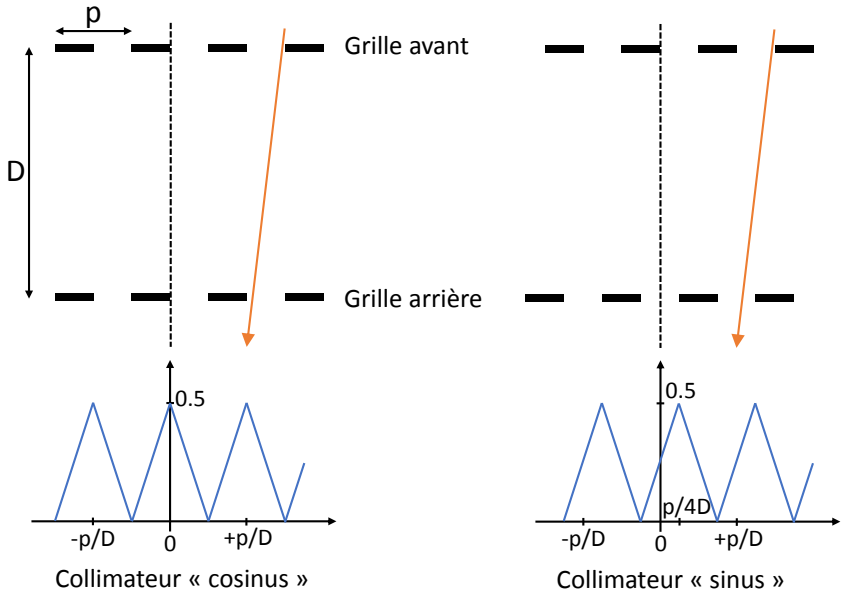


Figure 6.18 – Paire de sous-collimateurs de pas p en quadrature de phase et signal associé.

Une paire de grille dont le pas est régulier et dont la largeur des fentes égale la largeur des lamelles a une fonction de transmission périodique et triangulaire. Soit (x,y) le plan perpendiculaire à l'axe du collimateur, le motif de modulation par la paire de grilles peut donc se décomposer en une série de fonctions cosinus :

$$M_C(kr) = \frac{1}{4} + \frac{2}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \cos((2n+1)kr) \tag{6.6}$$

avec $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde et $r = x\cos\theta + y\sin\theta$, θ étant l'angle d'inclinaison des grilles par rapport à l'axe (Ox). Cette fonction comprend des harmoniques décroissantes en $1/n^2$, dans la suite on néglige donc tous les termes pour lesquels $n > 1$.

Pour le deuxième collimateur, qui a un déphasage de 90°, on a :

$$M_S(kr) = M_C(kr - \pi/2) \tag{6.7}$$

Ce système permet d'obtenir deux signaux « modulés » en quadrature de phase, dont l'un s'apparente à un cosinus, et le deuxième, à un sinus (comme illustré en figure 6.18).

Si on désigne la distribution spatiale d'intensité de la source par $B(x, y)$, le nombre de coups obtenu à travers les deux grilles du sous-collimateurs « cosinus », pour un détecteur d'aire effective A, est :

$$V_C(k, \theta) = b_C(k \cos\theta, k \sin\theta) = A \int B(x, y) M_C(kr) dxdy \tag{6.8}$$

où l'intégration est faite sur le champ de vue du collimateur. Dans l'approximation où $M_C(kr)$ est une fonction cosinus (premier terme de sa décomposition en série de Fourier), alors $V_C(k, \theta)$ est une composante de Fourier de $B(x, y)$ de type cosinus, correspondant au nombre d'onde k et à l'angle θ [3]. Autrement dit, $V_C(k, \theta)$ représente la partie réelle de la visibilité complexe associée à k et θ. De la même façon, nous obtenons avec le second sous-collimateur de la paire la partie imaginaire de la visibilité $V_S(k, \theta)$ correspondant au même nombre d'onde k et au même angle θ.

Cette paire de sous-collimateur permet donc de mesurer la visibilité complexe associée $\underline{V}(k, \theta) = V_C + \mathrm{i}V_S$.

Couverture du plan (u,v) de l'instrument Yohkoh HXT

Yohkoh/HXT comprenait 24 paires de sous-collimateurs qui permettaient de mesurer autant de visibilités complexes dans le plan des fréqences spatiales. Cet ensemble est complété par 4 ensembles de 4 sous-collimateurs qui permettent de mesurer les composantes de Fourier pour des sources étendues, selon certaines directions (leur fonctionnement n'est pas détaillé ici). La couverture totale du plan (u,v) pour cet instrument est montrée en figure 6.19. Un exemple d'image produite par Yohkoh/HXT a été montré en section 4.1 (image 4.2).

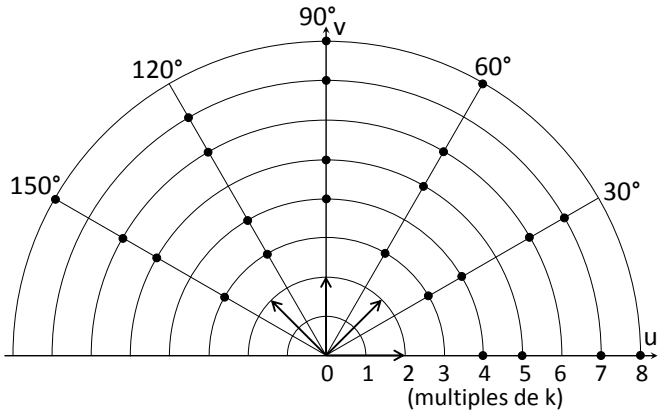


Figure 6.19 – Couverture du plan (u,v) dans le cas de Yohkoh/HXT. Les points représentent les composantes de Fourier mesurées par les paires de sous-collimateurs, et les flèches représentent les 4 composantes de Fourier supplémentaires qui sont mesurées dans les directions indiquées par ces flèches (Sakao, 1991, Kosugi et al., 1991).

6.3.2 Le système d'imagerie de RHESSI

Le système d'imagerie de RHESSI est un système d'imagerie indirect, comme cela a été décrit en section 6.3.1. Dans cette section sont décrits les aspects techniques concernant l'imageur de RHESSI, ainsi que l'interprétation des observations en terme de visibilités.

3. On utilise ici les coordonnées polaires du plan de Fourier k et θ, qui sont liées aux coordonnées (u,v) par les relations suivantes : $u = k \cos\theta$ et $v = k \sin\theta$

L'imageur

Comme mentionné auparavant, l'imageur de RHESSI est composé de neuf sous-collimateurs, chaque collimateur étant composé d'un détecteur devant lequel se trouve une paire de grilles identiques séparées par une distance importante $L = 1.55$ m (voir figure 6.20)

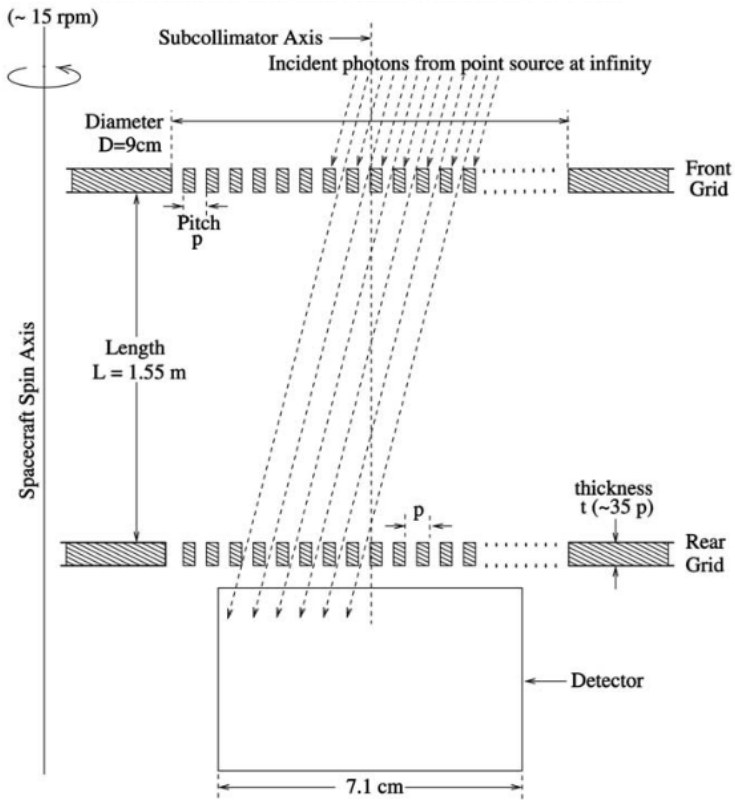


Figure 6.20 – Schéma d'un sous-collimateur de RHESSI : un détecteur devant lequel se trouvent deux grilles identiques de pas p et séparées par une distance L. L'axe de rotation du satellite est montré sur le schéma à gauche (figure tirée de Hurford et al., 2002)

Chaque sous-collimateur est caractérisé par le pas p des grilles qui lui sont associées (le pas est défini comme la largeur comprenant une fente et une lamelle de la grille, voir figure 6.20). En effet, ce pas p détermine la résolution spatiale associée au sous-collimateur : $r = p/2L$. Les valeurs des pas des grilles et des résolutions spatiales correspondantes sont décrites dans le tableau 6.3

Numéro du collimateur	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Pas de la grille (mm)	0.034	0.059	0.102	0.177	0.306	0.530	0.918	1.590	2.754
Résolution (arc sec)	2.26	3.92	6.79	11.76	20.36	35.27	61.08	105.8	183.2

Table 6.3 – Pas de la grille et résolution angulaire pour chaque collimateur du satellite RHESSI (Hurford et al., 2002).

Modulations du signal

Selon l'angle d'incidence du signal, les photons pourront passer à travers les deux grilles ou bien être stoppés sur leur chemin (voir la figure 6.20). Avec la rotation des sous-collimateurs, ont introduit une modulation du signal en fonction du temps. La modulation théorique pour plusieurs types de sources est montrée en figure 6.21.

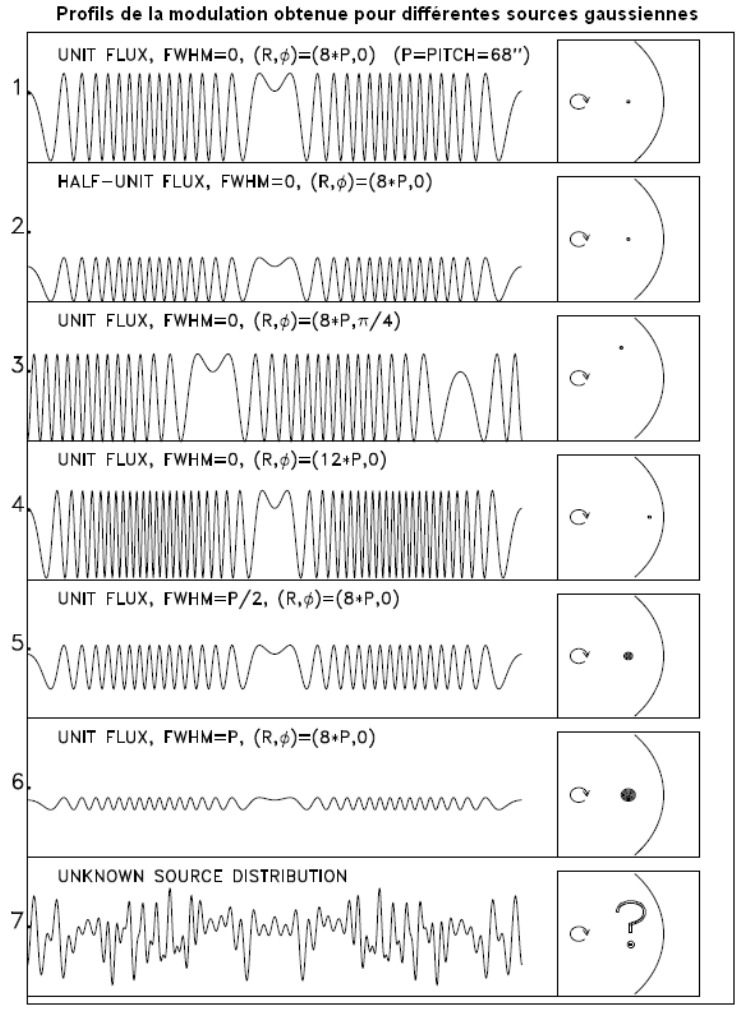


Figure 6.21 – Profils de modulation obtenus pour des sources gaussiennes idéales : 1/ Source ponctuelle, 2/ Même source, dont le flux a été divisé par deux, 3/ Même source, dont la latitude solaire n'est pas nulle, 4/ Même source, dont la distance au centre du disque est augmentée, 5/ source non ponctuelle, de taille p/4L avec p le pas du collimateur, 6/ source non ponctuelle, de taille p/2L avec p le pas du collimateur, 7/ Profil obtenu pour une source inconnue (figure tirée de Hurford et al., 2002).

Comme mentionné en section 6.3.1, le profil de modulation a une forme de sinusoïde, lorsqu'on néglige les ordres supérieurs à 1 dans la décomposition en séries.

Lien entre modulations et visibilités complexes

Le flux de coups et les visibilités représentent deux quantités qui varient dans le temps et qui contiennent l'information sur la réponse du détecteur à une source avec une distribution spatiale donnée. Cependant, une visibilité est une grandeur complexe et contient donc deux profils de flux de coups. La partie réelle de la visibilité s'apparente à un profil en cosinus, issu d'un sous-collimateur cosinus, tandis que la partie réelle s'apparente à un profil en sinus, c'est-à-dire d'un sous-collimateur sinus, identique au sous-collimateur cosinus mais décalé d'un quart de pas (voir section 6.3.1). On peut également dire grossièrement que l'orientation des détecteurs est lié à la phase de la visibilité, et que l'intensité mesurée correspond à l'amplitude :

$$\overline{V}(u,v) = F_0 e^{i\phi} \tag{6.9}$$

où $\overline{V}$ est la visibilité complexe, et F_0 représente le flux de la source. ϕ est la phase de la visibilité, et correspond à (Hurford et al., 2002) :

$$\phi = \frac{2\pi}{p} r \cos(\theta - \alpha) \tag{6.10}$$

où (r, θ) sont les coordonnées angulaires de la source (θ représente l'angle d'incidence de la source par rapport à l'axe du sous-collimateur) et α représente l'angle de rotation du sous-collimateur par rapport à un axe de référence.

Dans le cas de RHESSI, avec suffisamment d'échantillons de la modulation du profil des coups, on peut retrouver les deux composantes cosinus et sinus à partir d'un seul détecteur (Hurford et al., 2002). Sur la figure 6.22, on peut voir que les profils de coups et les visibilités sont en effet très proches.

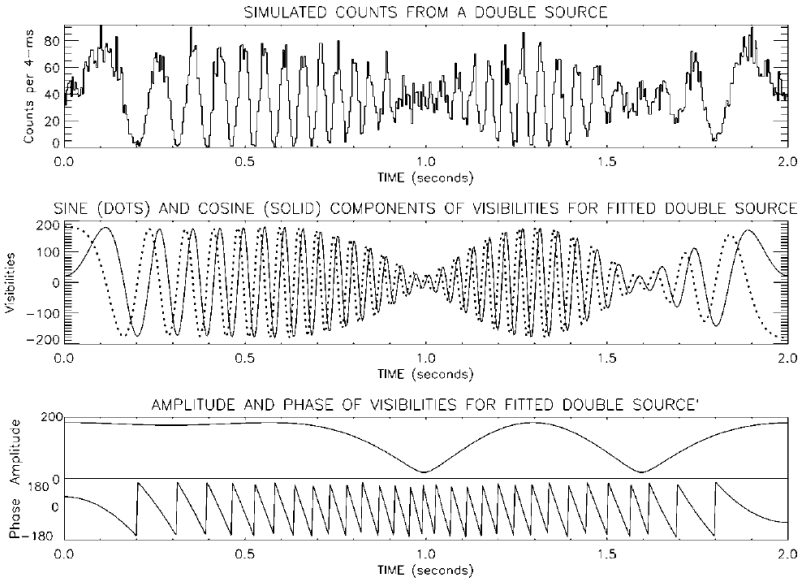


Figure 6.22 – Haut : simulation de la modulation du flux de coups dans un sous-collimateur pour deux sources ayant une séparation angulaire de $1.5p$. Milieu : la ligne solide représente la partie réelle de la visibilité (cosinus) ; la ligne pointillée représente la partie imaginaire (sinus). La composante réelle reproduit l'amplitude et la phase de la modulation du flux de coups. Bas : amplitude et phase des visibilités (figure tirée de Hurford et al., 2002).

Les visibilités sont un bon intermédiaire entre les profils de modulation des coups et les images, car elles ont été corrigées des problèmes de variation de l'axe de rotation, de transmission à travers les atténuateurs et les grilles, et du temps mort. La couverture du plan (u,v) de RHESSI se traduit donc par neuf cercles concentriques, dont le rayon dépend du pas de chaque grille.

6.3.3 Algorithmes de reconstruction d'images (le cas de RHESSI)

Le système d'imagerie indirect a été présenté en section 6.3.1 et détaillé dans le cas de RHESSI en section 6.3.2. Notons cependant que ces systèmes ne donnent accès qu'à un nombre limité de composantes dans le plan de Fourier. De plus, les signaux obtenus sont triangulaires et non sinusodiaux, bien que nous ayont fait l'approximation du premier ordre qui consiste à considérer que le signal est sinusoidal. C'est pour ces raisons qu'une simple transformée de Fourier inverse ne suffit pas à reconstruire l'image X. Des algorithmes sont donc nécessaires afin d'améliorer la reconstruction d'images.

Plusieurs algorithmes permettant de reconstruire des images sont implémentés dans le logiciel d'analyse de RHESSI. Certains prennent en entrée les flux de coups modulés, alors que d'autres utilisent les visibilités calculées à partir de ces modulations, et la plupart de ces algorithmes sont adaptés d'algorithmes existant en radio-astronomie. Dans cette section sont présentés les algorithmes utilisés au cours de cette thèse, il ne s'agit pas d'une liste exhaustive.

Backprojection

L'algorithme « Backprojection » est l'algorithme le plus simple et le plus direct pour la reconstruction d'images. Il est équivalent à une transformée de Fourier inverse. L'image reconstruite est

en quelque sorte une somme de cartes de probabilité : la localisation la plus probable d'une source X est celle pour laquelle on a un maximum dans le profil de modulation enregistré par RHESSI (Hurford et al., 2002). L'image obtenue contient à la fois la source X mais également des artefacts dus à l'instrument lui-même (lobes secondaires) : dans le cas de RHESSI, qui est en rotation sur lui-même, des cercles sont généralement visibles dans l'image reconstruite avec cet algorithme, autour des sources X.

Plusieurs algorithmes sont donc disponibles afin de produire des images améliorées par rapport aux images reconstruites par backprojection, dont certains sont présentés dans la suite de cette section.

CLEAN

L'algorithme CLEAN est un algorithme itératif qui a été développé en radio-astronomie. Cet algorithme est basé sur l'hypothèse que l'image d'une source étendue peut être représentée par une superposition de sources ponctuelles (Hurford et al., 2002). Les différentes étapes de l'algorithme sont les suivantes :

1. La carte des résidus est initialisée : on prend l'image reconstruite en « backprojection »
2. Le pixel pour lequel le flux est maximum est repéré par ses coordonnées, qui sont sauvegardées dans « composantes CLEAN »
3. La réponse de l'instrument (fonction d'étalement de point) pour ce pixel est normalisée à ce flux maximum puis soustraite à l'image (carte des résidus)
4. Les étapes 2 et 3 sont répétées jusqu'à ce qu'on trouve un flux maximum négatif ou que l'on atteigne un nombre maximum d'itérations
5. La carte des composantes CLEAN est convoluée avec la réponse de l'instrument pour chaque pixel (i.e. chaque composant de l'image), et on y ajoute la carte des résidus, qui permet de donner une estimation visuelle du bruit présent dans l'image.

Cette technique permet d'enlever les lobes secondaires présents dans l'image backprojection. Cependant, l'image est convoluée avec une fonction d'étalement de point qui n'est pas forcément bien connue. Un facteur permet de modifier cette fonction d'étalement de point manuellement (le beam factor), mais il s'agit d'un choix arbitraire car il n'est pas possible de trouver la valeur optimale à partir des données.

Maximum Entropy Methods

Le but de l'algorithme « Maximum Entropy Methods » (MEM) est de trouver une carte qui répond à deux critères :

- cohérente avec les données
- contient le moins possible d'information sur la source

Cette philosophie permet d'obtenir des cartes plus « lisses » qu'avec les autres algorithmes (Hurford et al., 2002).

Cette méthode repose donc sur la maximisation d'un critère appelé entropie. Cette quantité, lorsqu'elle est maximale, produit une image positive avec une gamme de valeurs de pixel compressée. L'algorithme cherche donc à maximiser l'entropie et minimiser l'écart entre l'image reconstruite et les données.

La version de cet algorithme utilisée pendant la thèse est MEM NJIT (Schmahl et al., 2007) ; cet algorithme est basé sur les visibilités et non sur la modulation des coups.

PIXON Method

Le but de l'algorithme PIXON est également de produire le modèle le plus simple pour l'image, tout en gardant un modèle cohérent avec les données. Puisque la simplicité est recherchée, cet algorithme ne produit a priori pas d'artefacts dans l'image. L'algorithme MEM, dont la philosophie est proche, impose une condition globale sur l'image, afin de minimiser l'écart entre l'image reconstruite et une image uniforme.

PIXON est donc similaire à MEM mais les contraintes sont locales. Les structures ne vont apparaître que là où c'est nécessaire pour se rapprocher des données. Cet algorithme est plus lent que les précédents.

Visibility Forward Fit

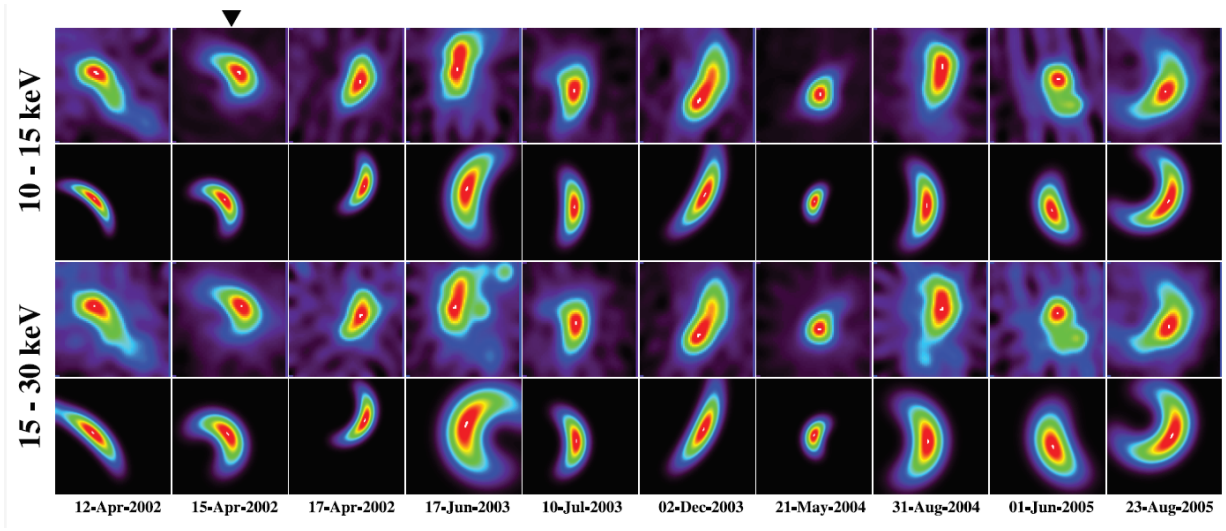


Figure 6.23 – Images reconstruites avec les algorithmes CLEAN (première et troisième ligne) et Visibility Forward Fit (deuxième et quatrième ligne), pour dix éruptions solaires présentant une source étendue, dans les bandes d'énergie 10-15 keV (deux premières lignes) et 15-30 keV (deux dernières lignes). Les images reconstruites avec l'algorithme VISFF sont reconstruites avec un modèle de boucle, c'est-à-dire une source gaussienne elliptique courbée (figure tirée de Xu et al., 2008).

Il est possible de s'intéresser directement aux visibilités d'une image calculée à partir des données de RHESSI. Dans le cas du Visibility Forward Fit (VISFF), les visibilités théoriques correspondant à un modèle de source sont ajustées aux visibilités observées, en variant des paramètres liés au modèle. Une des premières études à avoir utilisé cette technique est celle de Xu et al. (2008). Dans leur papier, les auteurs utilisent un modèle en forme de « gaussienne elliptique courbée » (représentant une boucle). On peut décrire l'intensité $I(x, y, \epsilon)$ de cette source, dans un plan (x, y), et à l'énergie ϵ, par :

$$I(x, y, \epsilon) = I_0 \exp\left(-s^2/2\sigma\right) \exp\left(-t^2/2\tau\right) \tag{6.11}$$

avec s et t des coordonnées le long d'un arc circulaire et localement perpendiculaire à cet arc, respectivement ; σ et τ les écarts-types décrivant la distribution d'intensité selon ces deux axes, et I_0 est l'intensité maximale de la source. Les sept paramètres libres de ce modèle comprennent donc I_0, σ et τ, mais également le rayon de l'arc circulaire, son orientation dans l'image, les coordonnées du centre de la source. Les images obtenues dans deux bandes d'énergie sont comparées aux images

obtenues avec l'algorithme CLEAN pour les 10 éruptions sélectionnées en figure 6.23. Cette méthode est particulièrement intéressante pour l'étude de la taille des sources X car elle fournit à la fois une mesure et une erreur associée à la mesure.

Comparaison des différents algorithmes de reconstruction d'images

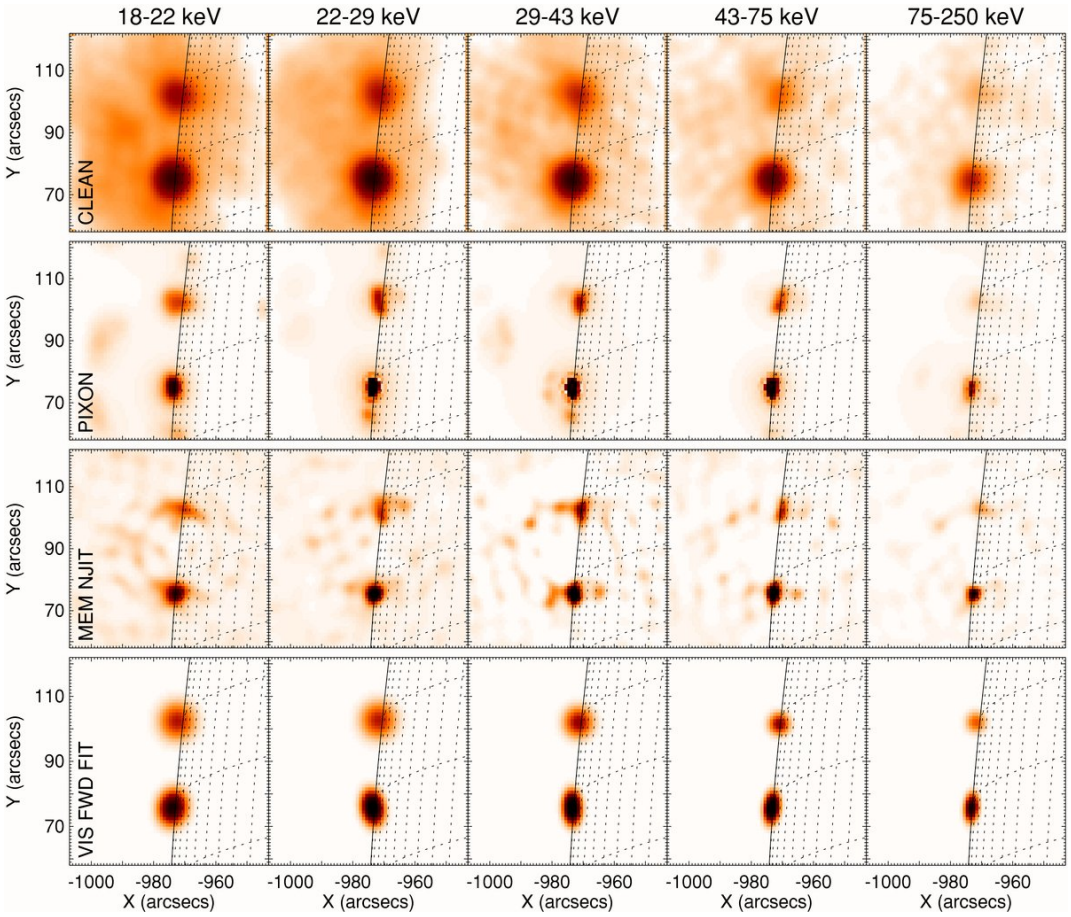


Figure 6.24 – Images de l'éruptoin du 6 janvier 2004 dans cinq bandes d'énergie (de gauche à droite) : 18-25, 25-29, 29-43, 43-75 et 75-250 keV, obtenues avec différents algorithmes de reconstruction (de haut en bas : CLEAN, PIXON, MEM-NJIT et VISFF). Pour les images reconstruites avec VISFF, le modèle choisi comprend une source elliptique pour la source la plus brillante au sud et une source circulaire pour la source moins brillante au nord (figure tirée de Kontar et al., 2010).

Les différents algorithmes ont été comparés lors de plusieurs études (par exemple, Aschwanden et al., 2004, Schmahl et al., 2007, Kontar et al., 2010). Ces différentes études montrent que les flux mesurés par CLEAN, PIXON, MEM NJIT et VISFF sont comparables. Les auteurs notent que la taille des sources est systématiquement sur-estimée par l'algorithme CLEAN, en comparaison avec d'autres algorithmes, comme cela est visible sur la figure 6.24. Cela est dû au fait que les composantes de CLEAN sont convonluées avec une fonction d'étalement de point ; de plus, un paramètre permet à l'utilisateur de varier la valeur du « beam factor ». Ce paramètre n'est donc pas déterminé à partir des données mais dépend bien d'une décision de l'utilisateur ; comme Kontar et al. (2010) l'ont remarqué, on peut corriger ce facteur afin d'obtenir des images CLEAN semblables aux images

obtenues avec d'autres algorithmes. Les auteurs ont également remarqué que la taille des sources était légèrement sous-estimée par l'algorithme MEM NJIT. On constate, avec la figure 6.24, que tous les algorithmes testés par Kontar et al. (2010) permettent de montrer que la source la plus brillante a une forme elliptique, que cette forme devient de plus en plus elliptique et de plus en plus petite lorsque l'énergie augmente.

Schmahl et al. (2007) ont montré que pour la détermination de la position des sources, les algorithmes CLEAN et PIXON étaient plus efficaces que l'algorithme MEM NJIT ; mais que les algorithmes PIXON et MEM NJIT donnaient une meilleure valeur du flux des sources X.

6.3.4 Spectro-imagerie avec RHESSI

RHESSI est un instrument pouvant réaliser des spectres dans une large gamme d'énergie et avec une bonne résolution spectrale, permettant d'analyser à la fois le continu du rayonnement de freinage mais également certaines raies. De plus, le système d'imagerie indirect a permis de réaliser de la spectro-imagerie sur certaines éruptions solaires. En effet, il est possible d'étudier le spectre de différentes sources présentes dans une même image. Dans cette section, nous présentons l'aspect technique de telles observations.

La spectro-imagerie avec les données RHESSI est réalisée de la manière suivante (voir par exemple Krucker & Lin, 2002, Emslie et al., 2003) : pour un intervalle donné, des images sont reconstruites à différentes intervalles d'énergie. Ces intervalles d'énergie correspondent à autant de point dans le spectre en énergie des photons : chaque image permet de calculer l'intensité du rayonnement en fonction de l'énergie dans une ou plusieurs régions sélectionnées sur l'ensemble des images. Afin d'obtenir suffisament de points sur le spectre, il faut sélectionner des intervalles d'énergie assez réduits, dans la mesure du possible (il faut un minimum de photons dans un intervalle d'énergie et un intervalle de temps donné pour que la statistique soit suffisamment bonne afin de reconstruire une image).

De cette manière, on peut donc définir des régions d'intérêt dans une image et obtenir un spectre pour chacune d'entre elle. L'erreur sur la mesure de l'intensité est calculée de manière grossière (un raffinement pourra être implémenté dans le logiciel OSPEX) : le maximum de la zone de l'image située en dehors de l'ensemble des régions d'intéret est divisé par le maximum de l'image dans la région sélectionnée, puis divisé par trois. Aujourd'hui, seules quelques études ont utilisé cette capacité de RHESSI (voir par exemple Krucker & Lin, 2002, Emslie et al., 2003, Battaglia & Benz, 2006, Simões & Kontar, 2013) et certains résultats ont été présentés en section 2.4.4. Le travail de thèse présenté au chapitre 5 fait également usage de cette technique.

Piana et al. (2007) ont proposé une méthode alternative de spectro-imagerie avec RHESSI, utilisant les propriétés des visibilités complexes qu'il est possible de calculer à partir des modulations des coups enregistrées par le satellite (voir section 6.3.2). Cette technique permet en particulier de privilégier des composantes de l'image persistant sur plusieurs bandes d'énergie. Les images finales obtenues représentent le flux d'électrons et non plus le flux de coups.

6.3.5 Système d'imagerie : STIX

Le principe d'imagerie indirecte de Fourier et son application dans le domaine des rayons X ont été présentés en introduction (section 6.3.1). Dans cette section, la mesure des visibilités complexes est détaillée pour le cas de STIX.

Lors de la première soumission du projet, il était prévu que STIX soit équipé de 32 paires de détecteurs non-pixélisés, parmi lesquelles 30 auraient été utilisées pour mesurer 30 composantes fréquentielles différentes, comme cela était le cas pour l'instrument HXT de Yohkoh (voir section

6.3.1). On aurait donc eu un total de 64 sous-collimateurs. L'introduction de détecteurs pixelisés dans le concept de l'instrument STIX a permis de diviser le nombre de détecteurs par deux, pour le même résultat, car on peut alors échantillonner une figure d'interférence (motif de moiré) sur un seul détecteur.

Dans cette section, nous présentons dans un premier temps le motif de moiré de manière générale, ainsi que le calcul de l'interfrange de la figure de moiré de manière géométrique (dans un cas particulier), puis en terme de vecteurs d'ondes (cas général). Ensuite, nous expliquons comment les propriétés de cette interfrange sont utilisées dans le cas de STIX pour échantillonner ce motif de moiré sur un détecteur et mesurer la visibilité complexe associée. Enfin nous présentons la couverture du plan (u,v) de STIX et la réponse (image d'une source ponctuelle) associée.

Généralités sur le motif de moiré, et calcul de l'interfrange

La figure d'interférence de moiré (figure de franges) est produite par la superposition de deux grilles de pas légèrement différent, ou bien de même pas mais d'orientation légèrement différente.

Des franges sombres se forment alors à « l'intersection » des grilles, formant le motif de moiré [4], comme on peut le voir sur la figure 6.25.

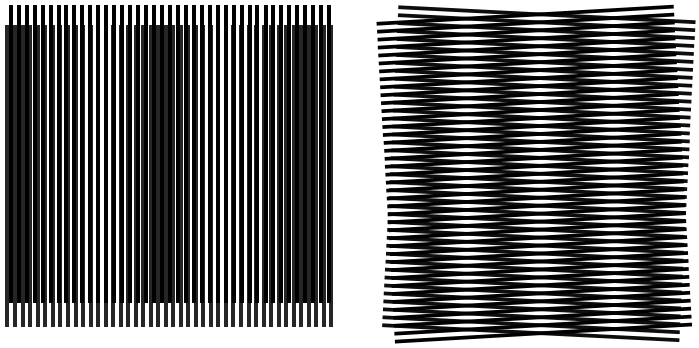


Figure 6.25 – Motif de moiré obtenu dans le cas de deux grilles ayant un pas légèrement différent (à gauche) et deux grilles ayant une orientation légèrement différente (à droite). On note la création d'un motif de frange en enveloppe, à plus grande échelle que le pas des grilles.

Le profil de modulation de moiré obtenu a un profil triangulaire périodique, semblable au profil illustré dans le cas du système d'imagerie de HXT/Yohkoh en figure 6.18 en section 6.3.1 [5]. Cependant, comme décrit dans cette section, on fera dans la suite l'approximation d'un profil sinusoïdal, et on négligera toutes les harmoniques supérieures à l'ordre 1.

Le calcul de l'interfrange du motif de moiré peut être vu de différentes façons, présentées ci-dessous : l'interfrange est d'abord calculée de manière géométrique pour un cas particulier, puis évaluée dans le cas général en utilisant les vecteurs d'ondes associés aux grilles.

Cas particulier : deux grilles de même pas

Le calcul de l'interfrange d peut résulter d'un simple calcul géométrique : en effet, on considère deux grilles de même pas p, qui sont légèrement décalées l'une par rapport à l'autre d'un angle α (voir figure 6.26, à gauche). On obtient des « franges sombres » là ou les deux grilles « s'intersectent ». Si on regarde une vue agrandie du motif, on observe la création de losanges de côté a avec $a = p/\sin\alpha$.

4. On s'intéresse ici à la structure « d'enveloppe » du motif de moiré : les franges qui se forment (verticales sur le schéma de la figure 6.25). Les petits motifs dus aux lamelles des grilles sont négligés.

5. Notons cependant que dans le cas de STIX, on introduit un décalage très léger entre les deux grilles, bien inférieur au décalage de $p/4$ introduit pour les collimateurs de type « sinus » du HXT.

L'espacement d entre deux franges sombres est égal à la moitié de la grande diagonale (voir figure 6.26 (b)), et en exprimant la longueur a en fonction de d, p et α, on trouve :

$$(2d)^2 = 2p^2 \left(\frac{1+\cos\alpha}{\sin^2\alpha} \right) \tag{6.12}$$

Dans le cas de petits angles α (comme c'est le cas pour STIX), on a $d \approx p/\alpha$. L'équation 6.12 peut être simplifiée pour obtenir $d = p/\sqrt{2\,(1-\cos\alpha)}$

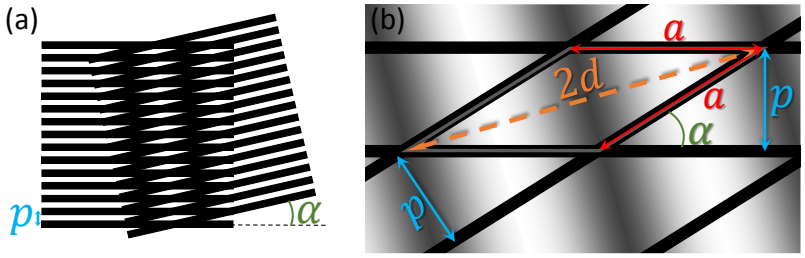


Figure 6.26 – (a) Motif de moiré créé avec deux grilles de même pas p et d'écart angulaire α. (b) Gros plan sur le motif de losange créé par l'intersection des grilles, et définition des grandeurs p (pas de grille), a (côté du losange), d (interfrange) et α (écart angulaire) ; les franges de moiré sont visibles en fond.

Cas général

Si on note $\vec{k_1}$ et $\vec{k_2}$ les vecteurs d'onde des deux grilles (leur direction est perpendiculaire à la direction des lamelles, dans le plan de la grille, et ils sont proportionels à l'inverse de la séparation entre les lamelles), on peut montrer que le vecteur d'onde de la modulation est $\vec{k_2} - \vec{k_1}$ (car on s'intéresse à la longueur d'onde de l'enveloppe du signal).

Si on exprime $\vec{k_1}$ et $\vec{k_2}$ en fonction des pas p_1 et p_2 des grilles, ainsi que de leurs orientation θ_1 et θ_2, nous avons :

$$\vec{k_i} = \frac{2\pi}{p_i}(\cos\theta_i \vec{u} + \sin\theta_i \vec{v}) \tag{6.13}$$

avec $i = 1, 2$ et $\vec{u}$, $\vec{v}$ sont les vecteurs unitaires du plan (u,v). L'interfrange du motif de moiré correspond à l'inverse du module du vecteur d'onde $\vec{k_2} - \vec{k_1}$ et s'exprime donc :

$$d = \frac{2\pi}{\left|\vec{k_2} - \vec{k_1}\right|} = \frac{2\pi}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2 - 2k_1k_2\cos(\theta_2 - \theta_1)}} \tag{6.14}$$

où $k_i = \left|\vec{k_i}\right|$. Dans le cas où $p_1 = p_2 = p$, on a $d = \frac{p}{\sqrt{2\cos(\theta_2-\theta_1)}}$. On retrouve bien le résultat calculé précédemment de manière géométrique, avec $\alpha = \theta_2 - \theta_1$ la différence entre les deux angles.

Lien entre motif de moiré et visibilité complexe

Bien que nous n'ayons pas fait d'interférences entre signaux, la figure de moiré s'apparente à une figure d'interférence puisque des franges sombres et claires, alternées, sont produites. On retrouve donc ici une analogie avec l'interférométrie, comme évoqué en section 6.3.1. Comme en interférométrie, la mesure de la visibilité complexe associée à ce motif est réalisée en mesurant le constraste (i.e. l'amplitude) et la phase (i.e. la position des franges par rapport à une position de référence) de ce motif de moiré.

Bien que nous ayons introduit des différences de pas et d'orientation entre les deux grilles, il faut garder à l'esprit le fait que ces différences sont minimes, et que l'on peut considérer que ces deux grilles ont approximativement un même pas p et une même orientation θ (on peut considérer que ce sont des valeurs moyennes), directement liées à la visibilité (u,v) mesurée par cette paire de grilles : $u = \frac{2\pi}{p}\cos\theta$ et $v = \frac{2\pi}{p}\sin\theta$.

Calcul des différences d'orientation et de pas entre deux grilles de STIX pour la mesure d'une visibilité

Dans le cas de STIX, les détecteurs pixélisés ont 4 pixels grossiers selon une direction privilégiée, définissant l'orientation du détecteur. On cherche à échantillonner exactement une période du motif de moiré sur chaque détecteur. Cela revient à avoir une période du motif (interfrange) fixe et égale à la largeur du détecteur d = 8.8 mm, et alignée dans la direction du détecteurs (direction pixélisée).

Pour une visibilité donnée, c'est-à-dire pour des valeurs moyennes de p et θ fixes, on peut calculer les valeurs des pas p_1 et p_2, et des orientation θ_1 et θ_2 des deux grilles qui vont permettre d'avoir une interfrange d du motif de moiré exactement de la largeur du détecteur, et alignée avec ce détecteur.

On peut illustrer ce principe avec un schéma dans le plan (u,v) de Fourier, comme montré en figure 6.27. Pour un sous-collimateur donné, nous mesurons une composante de Fourier $\vec{k}$ (correspondant au pas p et à l'orientation θ moyens de la paire de grille). Pour mesurer exactement une période du motif sur le détecteur, il faut que la différence entre les vecteurs $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ ait une orientation et un module fixes, comme illustré sur la figure 6.27 : $\vec{k_2} - \vec{k_1} = \frac{1}{d}\vec{u}$, avec d la largeur du détecteur.

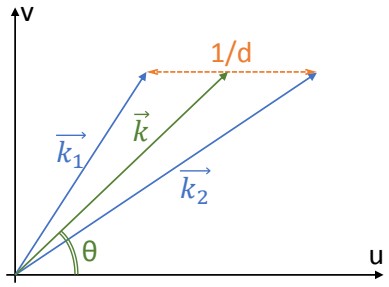


Figure 6.27 – Représentation dans le plan de Fourier du vecteur d'onde moyen d'un sous-collimateur $\vec{k}$ en vert, de la différence $\vec{k_2} - \vec{k_1}$ dont le module et l'orientation sont fixés, en orange, et des deux vecteurs d'ondes $\vec{k_1}$ et $\vec{k_2}$ des grilles avant et arrière, résultant des paramètres précédents. On montre ici un cas général, puisque $\vec{k_1}$ et $\vec{k_2}$ on à la fois un module différent et une orientation différente.

Pour un vecteur d'onde $\vec{k}$ donné, on peut donc calculer les vecteurs d'ondes $\vec{k_1}$ et $\vec{k_2}$ des grilles avant et arrière de STIX qui permettent d'avoir $\vec{k_2} - \vec{k_1} = \frac{1}{d}\vec{u}$ en utilisant les relations suivantes (relations géométriques liées au schéma 6.27) :

$$k_1\cos\theta_1 = k\cos\theta - 1/(2d) \tag{6.15}$$
$$k_2\cos\theta_2 = k\cos\theta + 1/(2d) \tag{6.16}$$
$$k\sin\theta = k_1\sin\theta_1 = k_2\sin\theta_2 \tag{6.17}$$

Ce qui revient à :

$$\theta_1 = \tan^{-1}\left(\frac{k\sin\theta}{k\cos\theta - 1/(2d)}\right) \text{ et } k_1 = k\frac{\sin\theta}{\sin\theta_1} \tag{6.18}$$
$$\theta_2 = \tan^{-1}\left(\frac{k\sin\theta}{k\cos\theta + 1/(2d)}\right) \text{ et } k_2 = k\frac{\sin\theta}{\sin\theta_2} \tag{6.19}$$

Ces équations permettent de calculer le pas et l'orientation exacts pour chaque grille, afin de former une période complète de la figure de moiré sur les détecteurs de STIX. Ces paramètres

dépendent uniquement de la visibilité mesurée (autrement dit, des paramètres moyens p et θ) et de la largeur du détecteur d.

Du motif de moiré à la mesure de la visibilité

Comme évoqué précédemment, l'amplitude du motif de moiré est lié au module de la visibilité, tandis que la position du motif dépend de la phase de cette visibilité. En effet, la position du motif est très sensible à la direction d'incidence du rayonnement, comme illustré en figure 6.28. On peut voir qu'un angle d'incidence non-nul provoque une translation du motif, ou autrement dit un décalage du maximum du motif de moiré.

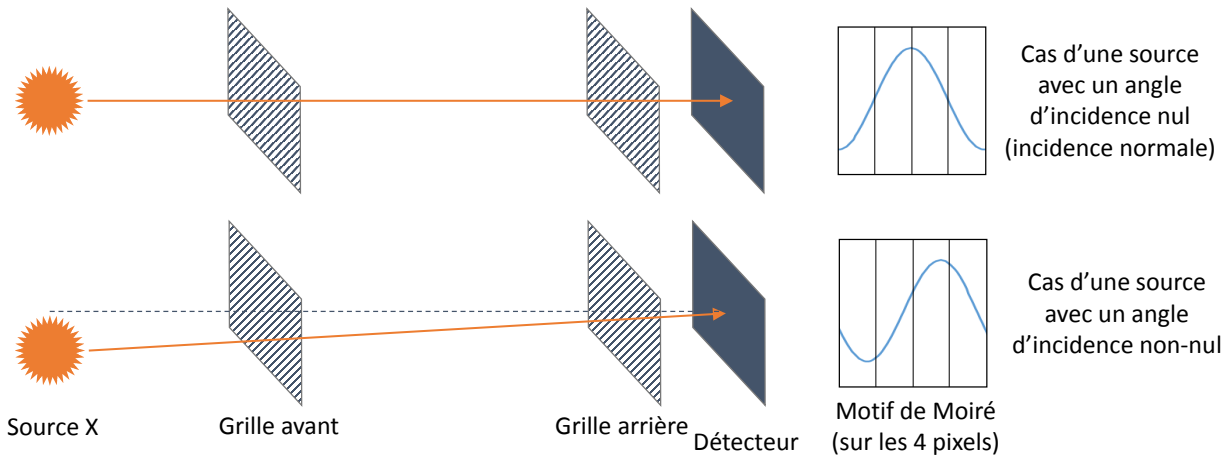


Figure 6.28 – Illustration du décalage de la position du maximum de la figure de moiré dans le cas où la source de rayonnement a un angle d'incidence non-nul.

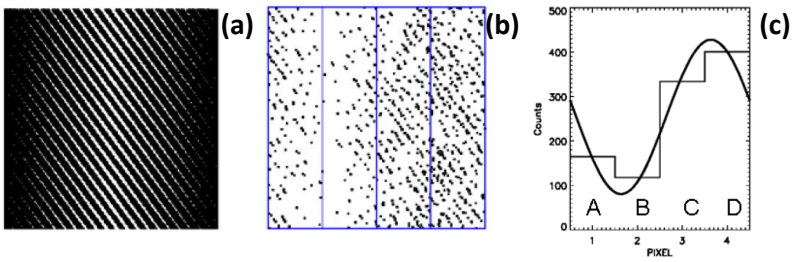


Figure 6.29 – (a) Motif de moiré typique créé par une paire de grilles sur STIX (b) Motif de moiré créé par l'arrivée de photons sur un détecteur STIX (c) Histogramme calculé à partir des mesures dans les 4 pixels et sinuoïde associée (Figure adaptée de Benz et al., 2012).

Le motif de moiré créé par un sous-collimateur de STIX est représenté sur la figure 6.29 (a), dans le cas d'une source à incidence normale. Sur cette figure 6.29, en (b), on a représenté les 4 pixels (cases bleues) et le lieu d'arrivée des photons sur ces pixels (il s'agit d'une simulation pour une source dont le rayonnement arrive avec un angle d'incidence arbitraire). On distingue le motif de moiré qui est décalé par rapport au motif présenté en (a), comme expliqué précédemment.

Grace aux quatre pixels, on obtient quatre nombres de coups différents (on les appelle A, B, C et D). On peut les visualiser avec un histogramme, comme illustré sur la figure 6.29 (c). Cela permet de mesurer le motif de moiré [6] : le motif reconstitué est dessiné sur la figure 6.29 (c) (sinusoïde).

Le décalage de cette « frange brillante » est directement relié à la phase de la visibilité complexe mesurée avec ce collimateur, tandis que le contraste du motif est directement relié à son module. Cependant, dans le cas de STIX, nous ne mesurons pas directement la phase et le constraste de ce motif : nous mesurons les quantités suivantes, en manipulant les nombres de coups enregistrés dans chaque pixel :

- La partie réelle de la visibilité complexe : $C - A$ (indépendant du fond)
- La partie imaginaire de la visibilité complexe : $D - B$ (indépendant du fond)
- Le flux total : $A + B + C + D$ (indépendant de la morphologie de la source)
- Un test : normalement $A + C = B + D$ (indépendant de la morphologie de la source) [7]

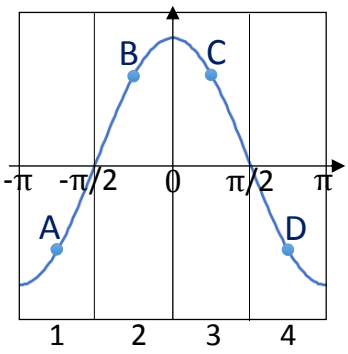


Figure 6.30 – Pour chaque collimateur, une seule période du motif de moiré (fonction trigonométrique) est enregistrée sur le détecteur. Lorsque le rayonnement est perpendiculaire au plan des grilles, le maximum d'intensité correspond au milieu du détecteur. Si on décide de noter « 0 » cette position, le signal est alors un cosinus, échantillonné de $-\pi$ à $+\pi$. Si on découpe cette période en 4 zones égales (les pixels) et que la mesure des coups dans un pixel nous donne l'aire sous la courbe pour l'intervalle imagé sur le pixel, alors on peut dire que l'on mesure l'aire sous la courbe pour les intervalles suivants : $[-\pi\,;-\pi/2]$, $[-\pi/2, 0]$, $[0,\pi/2]$ et $[\pi/2,\pi]$.

Pour comprendre comment la mesure des quantités $C - A$ et $D - B$ permettent de mesurer les parties réelle et imaginaire de la visibilité complexe, et comment ces mesures sont liées à la phase et au contraste de la figure d'interférence, considérons la visibilité complexe $\underline{V} = |V|\, e^{i\phi}$, où ϕ désigne la phase de la visibilité. On peut écrire $\underline{V} = |V|\,(\cos\phi + i\sin\phi)$. D'autre part, comme illustré sur la figure 6.30, le motif de moiré peut être décrit par $M\cos(x+\phi)$, où ϕ représente le décalage du motif et M son amplitude. Comme une seule période du motif de moiré est enregistrée sur le détecteur, on peut considérer que l'on a une mesure entre $-\pi$ et $+\pi$ (voir figure 6.30). On peut donc considérer que les mesures A, B, C et D s'expriment de la manière suivante :

$$A = \int_{-\pi}^{-\pi/2} M\cos(x+\phi)dx \qquad B = \int_{-\pi/2}^{0} M\cos(x+\phi)dx$$
$$C = \int_{0}^{+\pi/2} M\cos(x+\phi)dx \qquad D = \int_{+\pi/2}^{+\pi} M\cos(x+\phi)dx$$

Et on peut montrer que :

- $C - A = -2M\,(\cos\phi + \sin\phi) = \frac{-4M}{\sqrt{2}}\cos\,(\phi - \pi/4)$
- $D - B = +2M\,(\cos\phi - \sin\phi) = \frac{-4M}{\sqrt{2}}\sin\,(\phi - \pi/4)$

Ce qui fournit bien, à quelques constantes près, une mesure de la partie réelle et une mesure de la partie imaginaire de la visibilité complexe.

6. deux points suffisent pour reconstituer ce motif, mais trois sont nécessaires pour lever toute ambiguïté ; ici on a donc, avec quatre points, une mesure redondante

7. L'égalité $A + C = B + D$ est vraie seulement si toutes les harmoniques paires du signal sont nulles. Ce ne sera pas forcément le cas pour nos « vraies » images.

Couverture du plan (u,v)

La résolution spatiale d'un sous-collimateur est déterminée par le rapport entre le pas de la grille et la distance entre les deux grilles : $p/2D$. Pour STIX, $D = 550$ mm et les pas des grilles vont de 0.038 à 0.95 mm, ce qui correspond à des résolutions angulaires entre 7 secondes et 3 minutes d'arc.

La couverture du plan (u,v) pour STIX est présentée en figure 6.31 (a). Trente composantes de Fourier sont mesurées, avec 10 fréquences spatiales et 3 orientations différentes. On remarque la forme en spirale de cette couverture du plan, qui permet d'améliorer la réponse de l'instrument à une source ponctuelle, montrée en figure 6.31 (b).

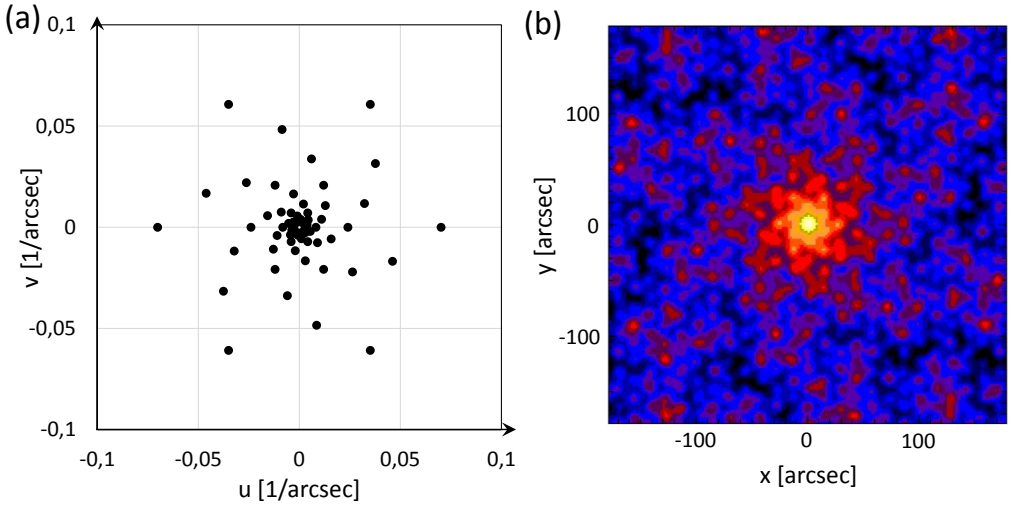


Figure 6.31 – (a) Couverture du plan (u,v) de STIX. (b) Réponse de l'instrument STIX pour une source ponctuelle.

Pourquoi 8 gros pixels et 4 petits pixels ?

Les détecteurs de STIX ne comptent pas 4 pixels (comme sur le schéma (b) de la figure 6.29) mais 12 pixels, dont 8 gros pixels et 4 petits. Une photo de la surface pixelisée d'un détecteur de STIX est présentée en figure 6.32.

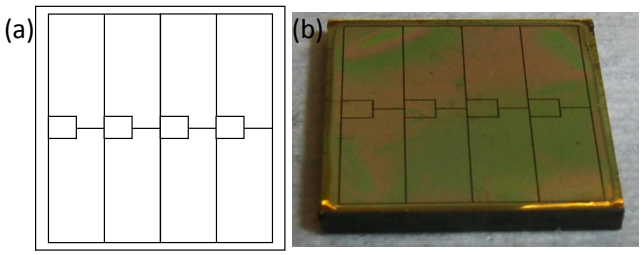


Figure 6.32 – (a) Schéma et (b) photographie de la surface pixelisée d'un détecteur de STIX. On y voit 8 gros pixels et 4 petits pixels, le tout entouré d'un anneau de garde au bord du détecteur.

L'introduction de huit gros pixels au lieu des quatres pixels nécessaires ne change pas la mesure de la visibilité présentée précédemment : il suffit de sommer les coups provenant des pixels de la ligne du haut et de la ligne du bas). Cet arrangement a cependant des avantages :

- La réduction du bruit ;

- La réduction du phénomène d'empilement (pile-up) décrit en section 6.2.1 (lorsqu'un nombre important de photons de faible énergie arrive sur le détecteur pendant un court intervalle de temps, les réponses électriques s'additionnent et le signal s'apparente à un photon de haute énergie)
- La possibilité de prendre en compte l'effet d'ombre sur les détecteurs : en effet, surtout lorsque Solar Orbiter sera près du Soleil, lorsque l'angle d'incidence des photons sera grand, il est possible que certains pixels du détecteur soient dans l'ombre du collimateur. Deux pixels pouvant être suffisants pour la mesure de la visibilité, on peut s'affranchir d'un ou deux pixels sur le côté, ou bien d'une des deux lignes de pixels (en haut ou en bas) ;
- Si la direction de la modulation (motif de moiré) n'est pas parfaitement alignée avec les détecteurs (la direction d'un détecteur est définie par la direction selon laquelle on a plusieurs pixels), on peut mesurer l'inclinaison du motif par rapport à la direction des pixels et prendre en compte cet effet pour les calculs de visibilité.

De plus, l'introduction de 4 petits pixels est nécessaire dans le cas d'une éruption importante qui saturerait l'électronique (trop de photons dans un pixel d'aire effective importante).

6.4 Conclusion

Les instruments RHESSI et STIX sont des spectro-imageurs X dont le système d'imagerie est indirect, basé sur la modulation du flux lumineux par une paire de grilles placée devant chaque détecteur. Cette modulation permet de reconstruire les visibilités et/ou des images avec une analyse de Fourier. Dans le cas de RHESSI, une modulation temporelle du signal était induite par la rotation du satellite sur lui-même, autour de l'axe de visée ; et la résolution spatiale de l'instrument peut atteindre environ 3 secondes d'angle. Une des nouveautés de l'instrument STIX réside dans la pixelisation des détecteurs, ce qui permet de calculer une visibilité complexe avec un seul collimateur, là où deux collimateurs étaient nécessaires pour les instruments ayant des détecteurs mono-pixelisés comme Yohkoh.

Les nombreuses observations d'éruptions solaires réalisées avec RHESSI et les précédentes missions ont montré que la gamme d'énergie et la résolution spectrale de l'instrument STIX était suffisante pour étudier le spectre thermique et non-thermique des photons émis par les électrons énergétiques. La résolution spatiale de STIX est fondamentalement moins bonne que celle de RHESSI, car l'instrument est plus compact ; cependant, les observations étant réalisées plus proches du Soleil, le niveau de détail qui sera obtenu en imagerie sera comparable à celui obtenu avec l'instrument RHESSI. STIX permettra donc à la fois de localiser les sites d'accélération des particules lors des éruptions solaires, et d'étudier les populations d'électrons énergétiques interagissant dans l'atmosphère solaire.

Chapitre 7

Préparation de l'exploitation de l'instrument STIX

Sommaire

7.1 Participation à la simulation du logiciel de bord 192
7.1.1 Etalonnage en énergie 192
7.1.2 Les aperçus 194
7.2 Participation à l'élaboration de tests sur le logiciel de bord 196
7.2.1 Tests simples 196
7.2.2 Activation des différents régimes de contrôle 197
7.2.3 Localisation grossière des éruptions 199
7.2.4 Stratégies adoptées pour d'autres tests 201
7.3 Optimisation du paramètre t_Q pour l'accumulation du spectre d'étalonnage 202
7.4 Premières simulations de la réponse des détecteurs STIX 204
7.4.1 De l'éruption observée par RHESSI à l'éruption observée par STIX 204
7.4.2 Comparaison entre la réponse des détecteurs STIX implémentée et la réponse des CALISTE au CEA 204
7.5 Conclusions 207

La préparation de l'exploitation de l'instrument STIX réside en la préparation des logiciels permettant d'analyser les données, afin de reconstruire des images et de générer des spectres (et même de faire de la spectro-imagerie). Ce logiciel d'analyse doit à terme s'insérer dans le « SolarSoft ». Une équipe composée de chercheurs et ingénieurs s'occupe donc du développement logiciel, équipe dont j'ai fait partie pendant ma thèse. Ce chapitre présente donc une partie de mon travail de thèse, concernant le développement logiciel de l'instrument STIX.

Cette équipe a également pour rôle la vérification du bon fonctionnement du logiciel de bord, écrit par une société privée. Ce logiciel de bord permet notamment de réaliser plusieurs opérations scientifiques avant de redescendre les données (ce qui permet de réduire le flux de données). Il est par exemple prévu de sélectionner les intervalles de temps et les bandes d'énergies optimales pour obtenir une statistique suffisante. Dans le cas le plus extrême (le traitement de données les plus poussé disponible à bord), les visibilités seront calculées à bord : cela permet de ne pas avoir à renvoyer la localisation (pixel et détecteur) de chaque coup enregistré. O note par ailleurs que les spectres sont réduits à 32 canaux d'énergie (au maximum) : on perdra donc l'information précise concernant l'énergie des coups enregistrés.

Développements pour le logiciel de bord

Afin de s'assurer du bon fonctionnement de ce logiciel, l'équipe logiciel a décidé d'écrire sa propre version du logiciel de bord, appelé « simulateur du logiciel de bord ». Ce simulateur comprend les mêmes modules que le véritable logiciel de bord, mais écrits en IDL. De plus, des outils permettant de simuler des flux de photons ont été développés : ces flux de photons servent d'entrée au logiciel de bord. Le but est de pouvoir tester les deux logiciels (le logiciel réel et le simulateur) avec les mêmes entrées et de comparer les sorties.

Le logiciel de bord devant être prêt et testé pour la livraison de l'instrument, la simulation du logiciel de bord a été la priorité de l'équipe logiciel pendant ma thèse. J'ai donc participé à cet effort en écrivant certains modules : l'étalonnage en énergie, la détection des défaillances des détecteurs, l'estimation du bruit de fond (voir section 7.1). J'ai ensuite participé à des tests sur notre simulateurs permettant de vérifier que son fonctionnement suivait les spécifications qui nous étaient données. Les tests que j'ai développés permettent de tester le module d'activation des régimes de contrôle et le module de détection grossière (en temps réel) des éruptions solaires (voir section 7.2).

Développements pour le logiciel d'analyse des données

Même si le logiciel d'analyse des données n'était pas la priorité de l'équipe de développement logiciel, certains progrès ont été réalisés au cours de ma thèse. Notamment, une première matrice de réponse de STIX a été écrite, permettant d'amorcer des tests de spectroscopie. J'ai participé à cet effort en effectuant des tests de ce logiciel et j'ai pu faire le lien entre l'équipe responsable des détecteurs STIX au CEA et l'équipe logiciel, notamment afin de vérifier que la réponse des détecteurs implémentée dans le logiciel d'analyse était réaliste. Ces tests et les modifications apportées au logiciel suite à certaines discussions au CEA sont décrits en section 7.4.

Dans les sections qui suivent sont donc décrites les différentes actions réalisées au sein de l'équipe de développement logiciel de STIX au cours de ma thèse.

7.1 Participation à la simulation du logiciel de bord

7.1.1 Etalonnage en énergie

L'une des taches de l'ordinateur de bord est d'assurer l'étalonnage en énergie des spectres. Pour cela, plusieurs étapes sont nécessaires :

1. Une première correction en fonction de la température des détecteurs est appliquée. Cette correction est calculée au sol et envoyée sous forme d'une table de conversion au logiciel de bord.
2. L'acquisition d'un spectre d'étalonnage est effectuée sur une durée de plusieurs heures : il s'agit de sélectionner uniquement des photons ne provenant pas d'une éruption (émission de fond, émission de la source d'étalonnage...). Le but est d'acquérir un spectre dans lequel des raies spectrales pourront être identifiées afin d'étalonner le spectre en énergie.
3. Eventuellement, la partie « utile » du spectre d'étalonnage doit être sélectionnée, par exemple, les portions dans lesquelles se trouvent les raies spectrales d'intérêt pour l'étalonnage.
4. Ce spectre doit être compressé et mis dans un format de télémétrie, pour être envoyé à la station au sol.

5. Au sol, le spectre est analysé, et une table de conversion entre les valeurs des bandes d'énergie analogique-numérique et les valeurs des bandes scientifiques est produite. Cette table de conversion est renvoyée au logiciel de bord.

6. Cette table est utilisée à bord afin d'étalonner les spectres scientifiques.

Ces étapes sont résumées dans le schéma 7.1.

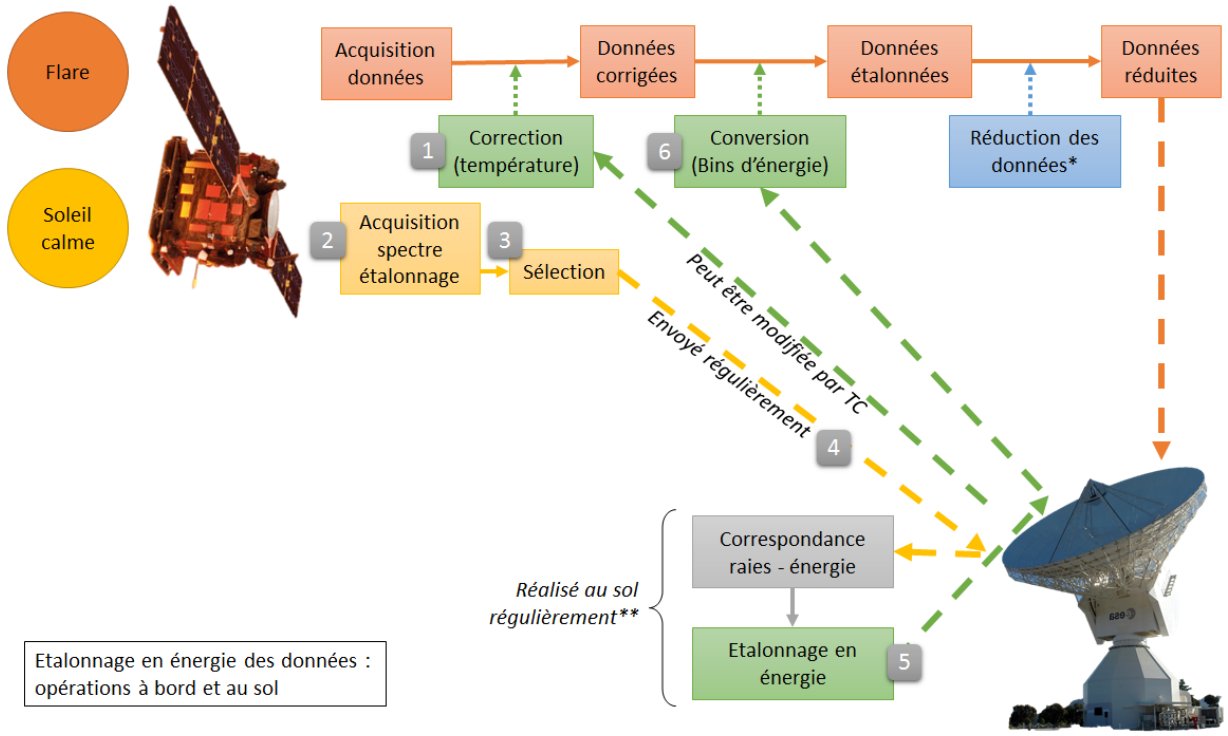


Figure 7.1 – Schéma récapitulatif des différentes étapes dans l'étalonnage en énergie. *La réduction des données varie en fonction du mode de compression choisi ; par exemple, on peut sommer les coups de différents pixels, de différents détecteurs, ou bien même calculer les visibilités. **Au début de la mission, l'étalonnage au sol sera réalisé typiquement une fois par jour.

J'ai été chargée d'écrire les modules réalisant les taches 1, 2 et 6 dans ce processus. Les détails de ces procédures sont les suivants :

Correction de l'énergie en fonction de la température des détecteurs

La réponse des détecteurs en fonction de l'énergie varie selon la température de ces détecteurs. Comme indiqué sur le schéma 7.1, la correction nécessaire sera envoyée par télécommande depuis la Terre. Il s'agira d'un tableau correspondant, pour chaque pixel et chaque détecteur, à la correction à appliquer pour deux températures T_1 et T_2. A bord du satellite, la température T des détecteurs est mesurée régulièrement, et la correction à appliquer est donc calculée par interpolation du tableau envoyé par télécommande entre T_1 et T_2.

La valeur de l'énergie mesurée est donc corrigée en ajoutant une correction calculée pour la température T mesurée.

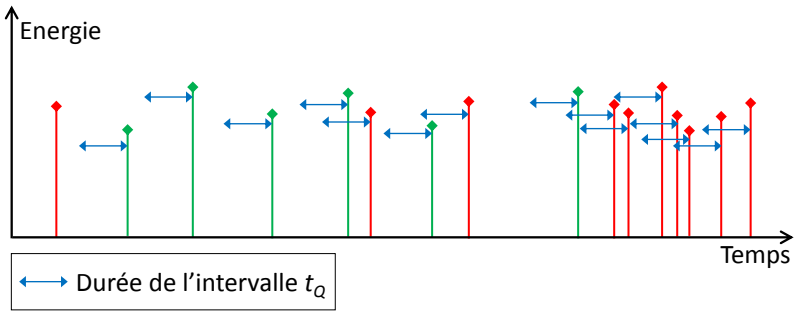


Figure 7.2 – Méthode d'accumulation schématisée : les batons rouges et verts représentent les coups reçus au cours du temps. Les batons verts représentent les coups accumulés pour l'étalonnage, car ils sont séparés du coup précédent par un intervalle de temps supérieur à l'intervalle t_Q.

Accumulation d'un spectre d'étalonnage

Afin d'accumuler des photons appartenant à l'émission de fond, nous appliquons un critère temporel sur les évènements que nous sélectionnons : tout photon est considéré comme provenant de l'émission de fond si son arrivée sur le détecteur est séparée par un temps minimum t_Q de l'arrivée du précédant photon. Ce processus est illustré par la figure 7.2.

Ce critère permet d'éliminer tout photon appartenant à une source solaire produisant un flux important de photons. L'accumulation de photons se poursuit pendant une durée de 3 jours (mais ce paramètre pourra être modifié au cours de la mission si nécessaire). L'accumulation peut être interrompue également par télécommande. La résolution en énergie, initialement d'environ 0.05 keV à bord, est dégradée à $\approx$ 0.2 keV, ce qui est suffisant pour notre étalonnage (la résolution de l'instrument est au mieux d'environ 1 keV).

Le choix de la valeur du paramètre t_Q optimal pour l'accumulation du spectre d'étalonnage est détaillé en section 7.3

Etalonnage en énergie des spectres

Le spectre initial est enregistré en 4096 bandes d'énergie (de largeur environ 0.05 keV). Cependant, les spectres scientifiques ne comprennent que 32 bandes d'énergie entre 4 et 150 keV. Le spectre d'étalonnage envoyé sur Terre permet de faire une table de correspondance entre ces bandes élémentaires en énergie et les bandes d'énergie scientifiques. La conversion est faite à l'aide de cette table de conversion, à bord. Ce module d'étalonnage en énergie des spectres effectue une répartition des évènements enregistrés dans les 32 bandes d'énergie dits « scientifiques ».

7.1.2 Les aperçus

Les aperçus ou (« quicklooks » en anglais) sont des données calculées en quasi-temps réel qui permettent au logiciel de bord d'assurer différentes taches telles que la détection des éruptions solaires, la détection de défaillances... Voici quelques exemples d'aperçus accumulés au cours du temps à bord du satellite :

- Les courbes de lumière (« Lightcurves ») sont produites dans cinq bandes d'énergie, avec une cadence temporelle de 4 secondes. Les signaux de tous les détecteurs et tous les pixels sont sommés.
- Un spectre est produit toutes les 32 secondes.

- Le bruit de fond est estimé toutes les 32 secondes dans cinq bandes d'énergie.
- Le module de détection des éruptions est interrogé toutes les 4 secondes, et le module de localisation des éruptions solaires toutes les huit secondes.
- Le module de détection des défaillances des détecteurs est interrogé toutes les 8 secondes.
- La variance du signal

Ces différents aperçus ne sont pas indépendants : par exemple, le module de détection des éruptions solaire utilise les courbes de lumière, et le module de localisation des éruptions solaires se base sur le résultat renvoyé par le module de détection des éruptions. Ces aperçus sont nécessaires au bon fonctionnement du logiciel de bord. Cependant, certaines quantités enregistrées sont proches des données de faible latence qui seront envoyées au sol (courbes de lumière et spectres).

J'ai été chargée d'écrire les modules responsables de la détection de défaillances des détecteurs et de l'estimation du bruit de fond, détaillés dans les deux paragraphes suivants.

Détection de défaillance de détecteurs

Il est important de pouvoir détecter en temps « quasi-réel » les défaillances des détecteurs, ce qui permet de ne pas prendre en compte ces détecteurs défaillants dans la prise de décisions (e.g. la sélection d'intervalles d'énergie et de temps pour l'imagerie et la spectroscopie, la détection et localisation des éruptions, le calcul des courbes de lumière...). Le fonctionnement du module est schématisé en figure 7.3.

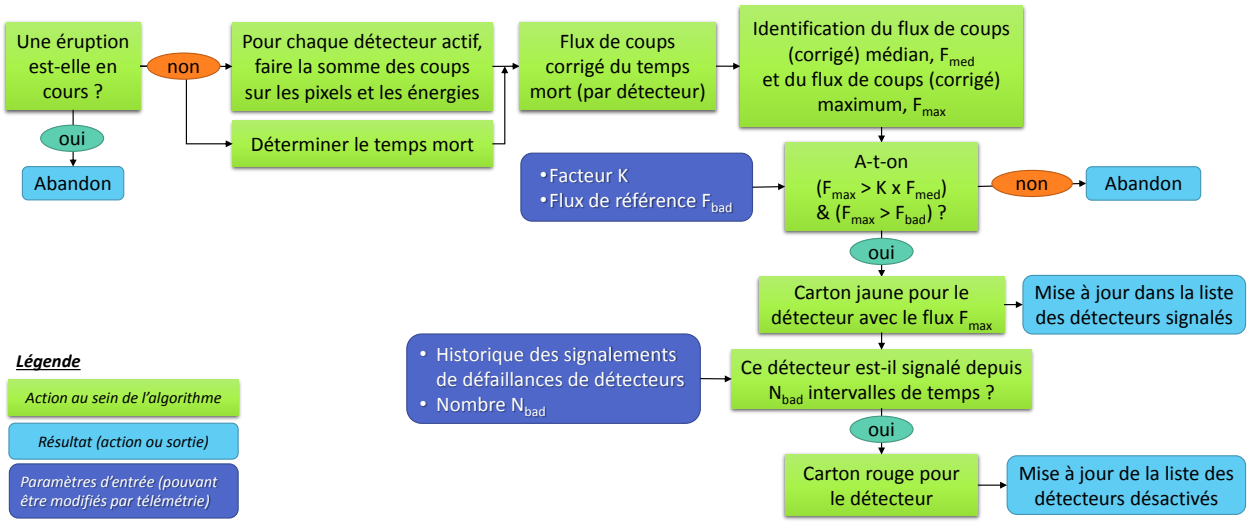


Figure 7.3 – Fonctionnement schématisé du module de détection des défaillances. En vert, les actions du module, en bleu clair, le résultat (action) et en bleu foncé, les paramètres d'entrée nécessaires à l'analyse.

Dans ce module, la moyenne des coups reçus dans des intervalles de temps de 8 secondes est analysée pour chaque détecteur « actif ». Si un détecteur a un nombre de coups trop grand (par rapport aux autres détecteurs), il sera signalé (voir figure 7.3) et si ce comportement persiste pendant plusieurs intervalles de temps, il sera écarté de la liste des détecteurs utilisés pour les décisions (désactivé). Cependant on gardera les données de ce détecteur, et on cherchera a corriger l'effet de sa défaillance sur Terre une fois les données reçues.

Les modules qui utilisent la liste des détecteurs actifs (pour les décisions) sont les suivants :

- Le calcul des courbes de lumière (aperçus) et de la variance
- La sélection d'intervalles pour l'imagerie et la spectroscopie
- L'accumulation d'un spectre d'étalonnage
- La détection et la localisation d'une éruption
- Le calcul du régime (si un des détecteurs est défaillant, on exclut la paire de détecteurs concernée)

Mesure du bruit de fond

Une mesure du bruit de fond pendant l'éruption est nécessaire. Un détecteur est spécifiquement consacré à cette détermination en temps quasi-réel. Il n'y a ni grille ni atténuateur devant ce détecteur, et la mesure du bruit de fond ainsi réalisée à bord est grossière : on suppose en effet que ce bruit de fond est le même pour tous les détecteurs et tous les gros pixels.

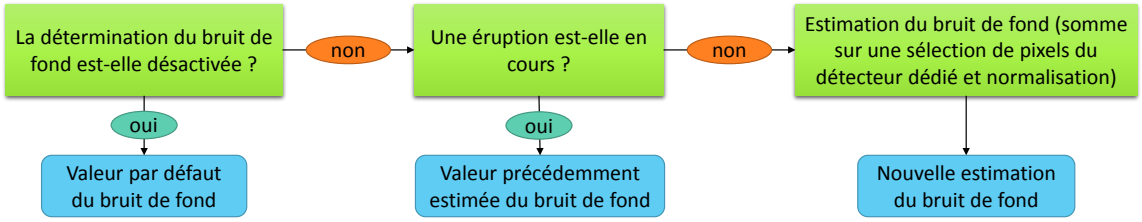


Figure 7.4 – Fonctionnement schématisé du module d'estimation du bruit de fond. En vert, les actions du module, en bleu, le résultat en sortie.

Cette estimation est faite lorsque qu'aucune éruption solaire n'est détectée. La somme des coups enregistrés par certains pixels du détecteur (donnés par un masque de pixels) est corrigée du temps mort et normalisée : on obtient un bruit de fond en coups/s. Cette estimation est réalisée dans cinq bandes d'énergie. Le fonctionnement de ce module est schématisé en figure 7.4.

7.2 Participation à l'élaboration de tests sur le logiciel de bord

7.2.1 Tests simples

En faisant l'hypothèse que les tests les plus simples seront élaborés directement par l'entreprise responsable du logiciel de bord, nous avons décrit une première vague de tests dits « basiques » permettant de tester différentes fonctionnalités du logiciel, une à la fois. Nous avons donc décrit en détail les scénarios et configurations nécessaires pour ces tests, description qui sera d'une part fournie à l'entreprise et également utilisée pour tester notre simulateur.

Les premiers tests réalisés sont les suivants :

- Test de l'accumulation et de la mesure du bruit de fond
- Test de l'activation des différents régimes de contrôle
- Test de la détection des éruptions solaires
- Test de la localisation des éruptions solaires
- Test de réponse à un détecteur défaillant (bruité ou mort)
- Test de « archive buffer » et des différents modes de compression (télémétrie)

J'étais en charge de deux de ces tests en particulier : l'activation des régimes de contrôle et la localisation des éruptions solaires. Dans ces paragraphes, je décris le scénario choisi ainsi que les configurations du simulateur choisies, ainsi que les résultats à ces tests dans le cas de notre simulateur. Dans les deux sections suivantes, je détaille ces deux tests.

7.2.2 Activation des différents régimes de contrôle

Principe de l'activation des différents régimes de contrôle

Le module du « rate control regime » (RCR) a pour objectif d'assurer un flux de coups raisonnable pour l'électronique, afin par exemple de ne pas saturer l'électronique derrière le détecteur.

Comme décrit en section 6.2.1, lorsqu'un photon arrive sur un détecteur, il produit une impulsion électrique appelée « coup ». Cependant, tous les coups ne sont pas enregistrés par l'électronique, à cause du temps de lecture pendant lequel un coup ne peut pas être enregistré (voir figure 6.12 (b) de la section 6.2.1).

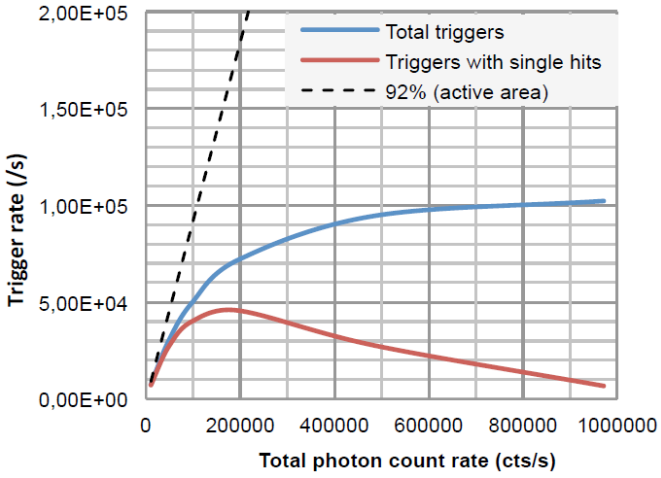


Figure 7.5 – Nombre de coups déclencheurs (triggers) par unité de temps enregistrés pour une source de photons d'énergie 10 keV dans le cas où l'anneau de garde est éteint (aire effective de 92 %). A partir de 180000 coups/s, le nombre de déclencheurs solitaires diminue car la plupart des coups sont vus avec une coïncidence temporelle (Meuris et al., 2014a).

Pour les Caliste-SO, le temps minimal de lecture d'un coup est de 5.1 μs. Sur la figure 7.5, le nombre de « déclencheurs » (triggers) par unité de temps, qui sont enregistrés par l'électronique du Caliste, est présenté en fonction du nombre de coups (dans le cas d'une source de photons d'énergie 10 keV). A partir d'un certain nombre de coups, le nombre de déclencheurs enregistrés stagne car le temps mort (dû au temps de lecture) est trop important et on ne peut pas enregistrer plus de coups. Sur la figure 7.5, l'évolution des déclencheurs solitaires (single hit triggers) est également montrée. En effet, sur STIX nous avons des détecteurs pixélisés, et il est possible que deux coups arrivent en même temps sur deux pixels différents. Il peut s'agir de deux coups provenant de deux photons différents arrivant au même moment sur le détecteur, ou bien de deux coups créés par un même photon qui se serait propagé dans deux pixels mitoyens du détecteur. Dans tous les cas, l'analyse de ces coups en coïncidence présente des difficultés que nous préférons éviter et ces coups sont donc mis de côté. L'analyse du rayonnement X se basera donc uniquement sur les coups déclencheurs solitaires. On peut voir sur la figure qu'au-delà de 18×10^4 coups/s, le nombre de coups déclencheurs solitaires diminue, car il y a de plus en plus de coïncidences temporelles entre des coups.

Afin de limiter le rapport entre le temps mort et le temps total d'observation, et pour maximiser le nombre de coups déclencheurs valides (ceux qui sont solitaires), il est important de pouvoir limiter le nombre de coups arrivant sur le détecteur. Cela permet également de limiter le phénomène d'empilement (pile-up) décrit en section 6.2.1. C'est le but du module gérant les différents régimes de contrôle du flux (Rate Controle Regimes). Sur STIX, huit régimes différents sont prévus pour

faire face à des flux importants de photons : cela permet de voir de petites éruptions (mode 0) mais aussi de grosses éruptions (modes plus élevés) avec les mêmes détecteurs et la même électronique. Il est prévu de passer au mode supérieur (pour décroitre le nombre de coups) dès que le nombre de déclencheurs enregistrés est à 5×10^4 coups/s. Comme on peut le voir sur le graphique, cela correspond à 4×10^4 déclencheurs solitaires par seconde, et à 9×10^4 photons arrivant sur une paire de détecteurs Caliste-SO (en effet les détecteurs d'une paire partage une même électronique). A cette limite, on a également un temps mort de 45 %. Il est souhaitable de ne pas avoir une plus grande fraction de temps mort, car une petite erreur de mesure sur un flux de coups pourrait être accrue si la correction du temps mort est trop importante.

Afin de limiter le nombre de coups enregistrés par l'électronique, deux approches sont possibles : utiliser un attenuateur (une pièce mobile que l'on place devant les détecteurs afin de réduire le flux de photons arrivant sur les détecteurs) et/ou réduire la surface collectrice. Les différents régimes de contrôles utilisent ces deux solutions et sont détaillés dans le tableau 7.1. Dans le cas où la surface collectrice est réduite, les pixels sont éteints à tour de rôle (de manière cyclique) permettant de faire une mesure du flux dans chaque pixel, même si ce ne sont plus des mesures totalement simultanées.

mode 0	pas d'atténuateur, tous les pixels
mode 1	atténuateur, tous les pixels
mode 2	atténuateur, 4 gros pixels
mode 3	atténuateur, 2 gros pixels
mode 4	atténuateur, 1 gros pixel
mode 5	atténuateur, 4 petits pixels
mode 6	atténuateur, 2 petits pixels
mode 7	atténuateur, 1 petit pixel

Table 7.1 – Les différents régimes de contrôle

Test de l'activation des différents régimes de contrôle

Afin de tester ce module, nous simulons un flux de photons qui augmente de manière à déclencher un changement de régime toutes les 20 secondes. On cherche donc à atteindre un certain « palier » à la fin de chaque intervalle de 20 secondes. Sur chaque intervalle, le flux augmente linéairement entre deux paliers. Dans un premier temps nous avons cherché à déclencher seulement les 5 premiers niveaux, car pour les niveaux les plus hauts les flux sont vraiment importants et donc longs à simuler.

Le calcul du flux de photon qu'il est nécessaire de simuler pour déclencher le changement de régime a été réalisé de cette façon :

1. Nous devons atteindre à chaque palier 5×10^4 triggers/s dans un Caliste. Sachant que nous comptons le nombre de triggers toutes les 4 secondes, il faut donc atteindre 200000 triggers par paire de détecteurs (i.e. par Caliste) dans un aperçu.
2. Le facteur de conversion entre le nombre de triggers par paire et par seconde et le nombre de photons/cm^2/s est d'environ 18,14. Ce facteur rend compte de l'efficacité de détection moyenne des détecteurs et d'une atténuation moyenne du flux de photons par la fenêtre et les grilles de l'instrument.
3. Pour les régimes 1 à 7 (voir tableau 7.1), l'atténuateur réduit le nombre de photons arrivant sur un détecteur d'un facteur 39. C'est un facteur moyen, car en réalité l'atténuation dépendra de l'énergie des photons.

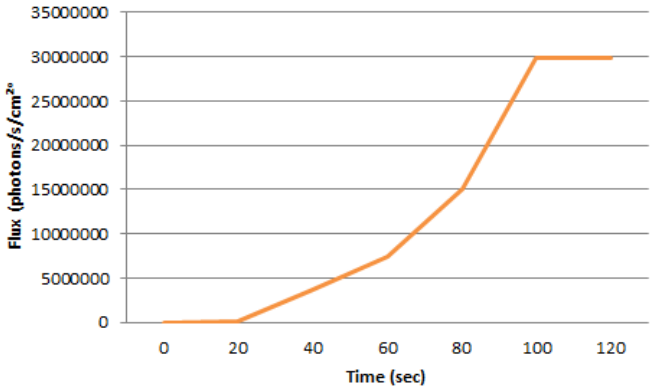


Figure 7.6 – Profil temporel du flux de photons en entrée pour tester le module d'activation des différents régimes de contrôle

4. Pour les régimes 2 à 7 (voir tableau 7.1), il faut prendre en compte la diminution de la surface du détecteur (le rapport entre surface totale et surface utilisée)

En prenant en compte ces différents éléments, nous avons défini le nombre de photons/cm^2/s nécessaires pour activer le changement de régime. Nous élaborons un scénario dans lequel une source ponctuelle voit son flux de photon augmenter artificiellement, linéairement, sur des intervalles de temps de 20 secondes, de manière à ce qu'au bout de chaque intervalle de 20 secondes, on atteigne un nombre de coups suffisant pour déclencher le changement de régime de contrôle. L'évolution du flux de la source au cours du temps est présenté en figure 7.6.

Résultats des tests

Ce test nécessite la simulation d'un très grand nombres de photons [1]. Afin de le faire tourner sur des ordinateurs portables, il a été nécessaire de diviser le flux de photons décrit en figure 7.6 par des facteurs allant de 10 à 1000. Pour que le test reste bien dimensionné, nous avons divisé les paramètres utilisés par ce module par le même facteur.

Les résultats de ces tests (au cours de la thèse) ont montré qu'avec un nombre de photons diminué, l'activation des régimes de contrôle fonctionnait. Cependant, cette phase de test n'était pas terminée au moment de l'écriture de la thèse. L'équipe logiciel de STIX a continué à travailler sur l'interface entre données simulées et simulateur du logiciel de bord et les résultats des tests sur l'activation des régimes de contrôles ont été positifs à l'automne 2016.

7.2.3 Localisation grossière des éruptions

Ce module a une importance particulière, car il permet de connaître la localisation des éruptions solaires, donnée qui pourra éventuellement être utile pour la plannification des opérations des imageurs de Solar Orbiter qui ont un champ de vue réduit (et qui doivent donc choisir quelle partie du disque solaire observer). Il faut donc s'assurer avec un soin particulier du bon fonctionnement de ce module.

1. Ce test a d'ailleurs permis de tester la simulation de photons écrite au sein de l'équipe logiciel et d'en détecter des défauts qui n'apparaissaient que lorsque de grands nombres de données étaient simulés et enregistrés.

Principe de la localisation grossière des éruptions

Un détecteur de STIX est dédié à la localisation grossière des sources d'émissions X. Devant ce détecteur est placé un masque avec seulement quelques petits trous, permettant d'identifier l'angle d'incidence du rayonnement et localiser la source avec une précision de 2 minutes d'angles.

Le module de localisation grossière des éruption est déclenché sous plusieurs conditions : nombre de coups compris entre un minimum et un maximum, bruit de fond pas trop élevé. Cette estimation est réalisée en continu, toutes les huit secondes.

Test de la localisation grossière des éruptions

Le principe du test est simple : nous simulons des sources simples (une source à la fois) avec des positions différentes sur le disque solaire, afin de voir si le simulateur du logiciel de bord retrouve la bonne localisation. Dans ce test nous avons donc une source localisée à une position intermédiaire sur le disque solaire, et une seconde source située à l'ouest près du limbe (voir figure 7.7). Ces sources ont une largeur de 5 secondes d'arc et un flux qui croit linéairement jusqu'à 1000 photons/s/cm^2 sur une durée de 100 secondes, avec un spectre en loi de puissance (index 5). Au cours du temps, elles sont séparées par 400 secondes.

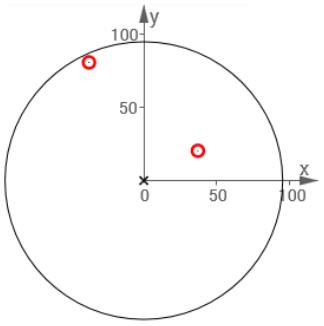


Figure 7.7 – Position des deux sources sur le disque solaire vu lorsque Solar Orbiter est au plus proche (0.28 UA).

Le but de ce test est de voir si la localisation des éruptions solaires se déclenche bien, et si elle est stable et correcte au cours de l'évènement.

Résultats du test

Les résultats décrits dans cette thèse sont des résultats intermédiaires produits lors d'une première phase de test de ce module et ne reflètent pas l'état actuel du module de localisation grossière des éruptions.

Les résultats détaillés de ce test sont disponible en annexe (annexe E.2). Les conclusions générales concernant ces tests consécutifs sont les suivantes :

- La position en X proposée par le logiciel est plutôt stable (on a souvent un écart-type nul) mais jamais juste (la différence entre la position choisie et la moyenne de la position retrouvée par le logiciel est toujours supérieure à 2 minutes d'angle, sauf pour X1 dans le deuxième test).

- La position en Y proposée par le logiciel peut varier énormément, même si elle est juste (dans la limite de 2 minutes d'angle de résolution) pour 13 cas sur 18. Par contre, l'écart-type

sur cette valeur est supérieur à 1 pour 10 cas sur 18. Cela veut dire qu'on a des variations importantes sur la valeur.

- La même simulation répétée plusieurs fois ne donne pas toujours le même résultats (les tests 4, 7, 8 et 9 sont identiques mais on n'a jamais le même résultat).
- Augmenter le flux de la source d'un facteur 2 ou plus ne change pas le résultat.

J'ai par ailleurs observé que parmi les variations autour de ces valeurs, le module de localisation ressort généralement toujours les mêmes chiffres : 36 ou 40 minutes d'angle pour X, 8 ou 20 minutes d'angle pour Y. Les moyennes ne sont en général que des combinaisons de ces deux valeurs sur 10 à 12 intervalles de 8 secondes. Il est curieux que le logiciel varie entre 8 ou 20 minutes d'angle pour une même source, car ces deux valeurs ne sont pas proches (on pourrait s'attendre à une variation entre 18 et 20 minutes par exemple).

Cette première phase de test réalisée au cours de cette thèse a lancé une réflexion concernant le module de localisation des éruptions. Par la suite, l'équipe logiciel a implémenté des modifications dans le module de localisation des éruptions et à l'automne 2016, les résultats des tests concernant ce module ont tous été positifs : la localisation des éruptions est bien retrouvée avec une précision de 2 minutes d'angle.

7.2.4 Stratégies adoptées pour d'autres tests

Bien que je n'ai pas développé moi-même les autres tests « basiques » discutés, j'ai participé à l'élaboration de la stratégie pour les tests suivants, en proposant des scénarios à simuler pour tester les modules en question.

Test de la détection des éruptions solaires

Le test du module de détection des éruptions est réalisé en simulant des sources d'émission X dont le profil temporel est gaussien, durant respectivement 10, 20, 40 et 80 secondes pour voir si elles sont détectées. On peut répéter ce test avec différentes valeurs de bruit de fond, et différentes amplitudes pour les éruptions solaires.

Test de la détection des défaillances des détecteurs

Au cours de ce test, nous vérifions que les cas suivants seront bien détectés comme des défaillances :

- Un détecteur est « bruyant » avec plusieurs valeurs de bruit de fond au-dessus de la moyenne ;
- Un détecteur est bruyant de manière périodique avec différentes périodes ;
- Deux détecteurs sont bruyants de manière périodique et de manière déphasée, avec différentes périodes.

Test de l'accumulation et de l'estimation du bruit de fond

Pour ce test, nous testons plusieurs bruits de fond. Certains sont uniformes et d'autres sont composés d'une raie à 31 keV, similaire à la raie principale de la source de calibration (voir section 7.1.1).

Le but est de retrouver cette raie dans le spectre accumulé, car ce sont les raies présentes dans le spectre qui permettrons de faire l'étalonnage en énergie décrit en section 7.1.1. Le test sera considéré comme réussi si pour chaque pixel, la moyenne des énergies des coups du spectre est à 31 ± 2 keV.

En vol, l'accumulation de ce spectre d'étalonnage se fera sur plusieurs jours. Comme décrit en section 7.1.1, les coups sélectionnés sont séparés d'un temps supérieur à un certain paramètre, t_Q. La valeur par défaut choisie pour le moment (on pourra la modifier par télécommande) est de 0.5 seconde. Pour ce premier test, nous ne voulons pas simuler des sources durant plusieurs jours, nous réduisons donc ce paramètre à 0.02 seconde. Cela permet d'accumuler le même nombre de coups plus vite (trois heures avec $t_Q = 0.02$ seconde sont équivalentes à trois jours avec $t_Q = 0.5$ seconde).

Le premier test a simulé ces sources sur seulement 1080 secondes (10 % de trois heures), et pour 380 pixels sur 384 la moyenne en énergie était effectivement 31 ± 2 keV.

7.3 Optimisation du paramètre t_Q pour l'accumulation du spectre d'étalonnage

L'optimisation du paramètre t_Q pour l'accumulation du spectre d'étalonnage (décrite en section 7.1.1) sert à assurer la bonne visibilité des raies dans ce spectre.

Le spectre d'étalonnage est en effet composé des photons provenant du bruit de fond et des photons provenant d'une source d'étalonnage radioactive (source au baryum). Les deux raies principales de la source au baryum sont à 31 et 81 keV. Une estimation du bruit de fond total (bruit continu et raies du baryum) est présentée en figure 7.8.

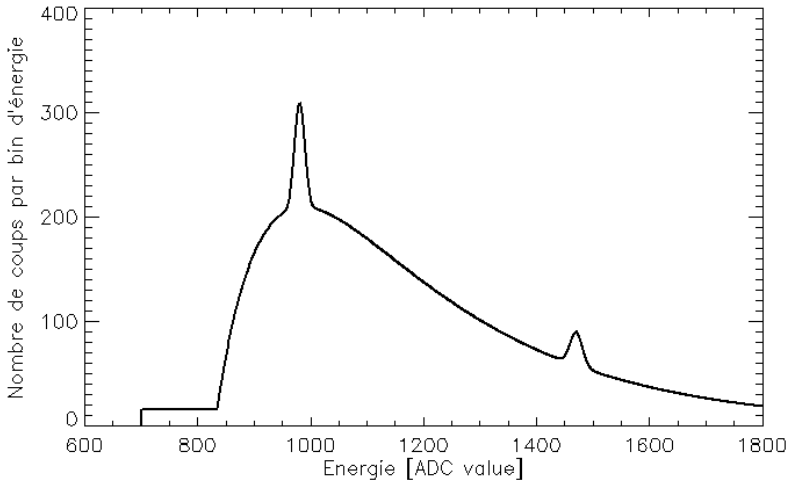


Figure 7.8 – Estimation du spectre du bruit de fond enregistré au niveau des détecteurs de STIX. A basse énergie, le satellite stoppe la plupart des photons du bruit de fond. Les deux raies principales de la source d'étalonnage radioactive sont visibles.

On note S le nombre de photons dans la première raie du spectre : $S = a\Delta T$ avec a le flux de coups dans cette raie et ΔT le temps d'intégration. Le bruit associé à ce signal est dû à la fraction f du bruit de fond continu (de flux B) dans la gamme d'énergie dans laquelle la raie est visible. Dans l'hypothèse où le signal est plus faible que le bruit de fond, optimiser le spectre d'étalonnage revient donc à optimiser le rapport signal sur bruit suivant :

$$S/N = \frac{aT}{\sqrt{BfT}} = \frac{a}{\sqrt{Bf}}\sqrt{\Delta T} \tag{7.1}$$

On note que le signal sur bruit évolue en $1/\sqrt{\Delta T}$ comme attendu.

Nous cherchons la valeur du paramètre t_Q qui permet d'optimiser ce signal sur bruit. Bien entendu, B et a représentent les flux de coups avant discrimination par le paramètre t_Q. On fait

l'hypothèse que l'arrivée des coups sur le détecteur suit une loi statistique de Poisson : en moyenne, l'intervalle de temps entre deux coups provenant du bruit de fond est $1/B$. Cependant, cette valeur subit des fluctuations statistiques autour de cette valeur moyenne. Par exemple, si $t_Q = 1/B$ exactement, la moitié des coups du bruit seront enregistrés dans le spectre d'accumulation. Soit α un paramètre tel que $t_Q = \alpha/B$: sur le panneau de gauche de la figure 7.9, l'évolution du rapport signal sur bruit en fonction de la valeur de ce paramètre α est présentée pour différentes valeur du flux de photons provenant du fond, B. On constate que lorsque le flux du bruit de fond est inférieur au flux de coups dans la raie ($B < a$), il n'existe pas de valeur optimale du paramètre α pour laquelle le rapport signal à bruit est maximal.

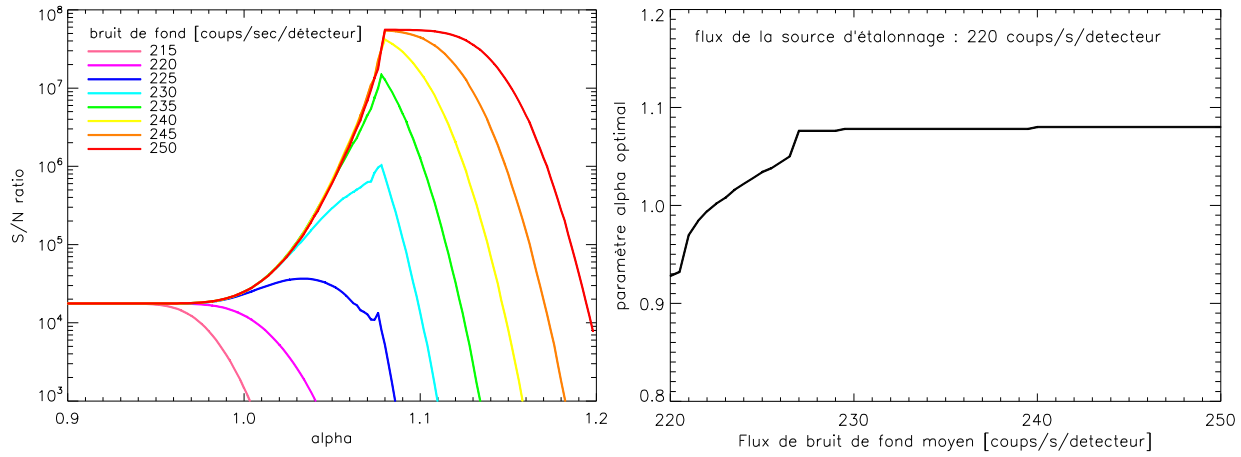


Figure 7.9 – Gauche : évolution du rapport signal sur bruit en fonction du paramètre α, pour différentes valeurs de B et avec $a = 220$ coups/s/détecteur. Droite : évolution de la valeur du paramètre α pour laquelle le rapport signal à bruit est maximal, en fonction de la valeur du flux B.

Comme on peut le voir sur le panneau de gauche de la figure 7.9 (lorsque $B > a$), il existe une valeur de α pour laquelle de rapport signal à bruit est maximal. Lorsque α est inférieur à cette valeur, le rapport S/N diminue car la valeur du paramètre t_Q est trop petite et sélectionne trop de coups, venant de toutes les sources de photons possibles (source d'étalonnage, bruit de fond, et même des émissions solaires s'il y en a). Au contraire, Lorsque α est supérieur à cette valeur critique, le rapport S/N diminue car la valeur du paramètre t_Q devient si grande qu'on sélectionne plus assez de coups ; et finalement le rapport S/N se rapproche de zéro.

L'évolution de la valeur du paramètre α optimale, pour laquelle on a un rapport signal à bruit maximal, en fonction de la valeur du flux de fond B, est visible dans le panneau de droite de la figure 7.9. Cette quantité évolue entre 0.93 et 1.08 ; et au-delà d'une certaine valeur de B, est quasi-constante. Ce graphe est précieux puisqu'il permet de trouver la valeur optimale du paramètre t_Q qui permettra d'acquérir un spectre d'étalonnage de qualité, avec la connaissance du flux du bruit de fond B.

Ce travail est un travail préliminaire qui sert de base à une discussion et sera repris par l'équipe logiciel afin de bien déterminer les valeurs des paramètres optimales pour l'accumulation du spectre d'étalonnage.

7.4 Premières simulations de la réponse des détecteurs STIX

Au moment de ma thèse, la priorité de l'équipe de développement logiciel a été la simulation et la validation du logiciel de bord, qui doit être prête lors de la livraison de l'instrument. L'autre activité de l'équipe est le développement du logiciel d'analyse qui permettra d'interprêter les données STIX en terme d'imagerie, de spectroscopie et de spectro-imagerie. Ce logiciel va bénéficier de l'expérience acquise pour le logiciel d'analyse de RHESSI, mais les spécificités de l'instrument STIX nécessitent un effort de développement logiciel supplémentaire.

Au cours de ma première année de thèse, je suis allée à l'université de Graz pendant une semaine afin de travailler avec Astrid Veronig et Ines Kienreich sur l'aspect spectroscopique du logiciel d'analyse de STIX. Ines avait en effet travaillé sur la matrice de réponse des détecteurs STIX qui permet d'analyser des spectres provenant des données STIX avec OSPEX dans le SolarSoft. Au lieu de simuler une éruption solaire, ce qui est assez compliqué, le parti pris était de simuler la réponse de STIX à des éruptions solaires réelles observées par RHESSI.

Dans la suite, la procédure permettant de passer d'une éruption observée par RHESSI à la simulation de la réponse de STIX pour cette éruption est détaillée ; puis l'efficacité et la résolution spectrale de STIX implémentées dans cette première version du logiciel d'analyse ont été discutées avec l'équipe responsable des détecteurs (au CEA) et corrigées.

7.4.1 De l'éruption observée par RHESSI à l'éruption observée par STIX

Le but de ce travail était de simuler le spectre de coups observé par STIX pour une éruption précédemment observée par RHESSI. Les étapes sont les suivantes :

1. Choisir une éruption observée par RHESSI. On se contente pour l'instant d'éruptions sans complications du style changement d'atténuateurs (voir la section 6.2.2).
2. Faire l'analyse spectrale des coups observés par RHESSI et remonter au flux de photons, en utilisant la matrice de réponse de RHESSI implémentée dans OSPEX.
3. Calculer la matrice de réponse de STIX permettant de passer d'un spectre de photons à un spectre de coups.
4. Ajouter un bruit de Poisson au spectre de coups (de STIX).
5. Faire l'analyse spectrale des coups ainsi simulés pour STIX et remonter au flux de photons, en utilisant la matrice de réponse de STIX (inverse de la matrice utilisée à l'étape 3).
6. Comparer les flux de photons calculés par analyse spectrale avec RHESSI (étape 2) et STIX (étape 5).

Ces étapes sont schématisées en figure 7.10.

Ines Kienreich, post-doctorante à l'université de Graz, a écrit un programme permettant de réaliser ces différentes étapes facilement, en s'aidant des routines implémentées dans OSPEX. Ines avait testé ce programme sur l'éruption du 20 février 2002. J'ai ensuite repris son programme pour le tester sur de nouvelles éruptions (éruption de classe M du 17 mars 2002, éruption de classe C du 2 juin 2002). Les résultats de cette analyse sont semblables entre les différentes éruptions solaires. Un aspect de cette analyse est décrit dans ce qui suit.

7.4.2 Comparaison entre la réponse des détecteurs STIX implémentée et la réponse des CALISTE au CEA

Au moment où j'ai effectué ce travail (décembre 2013), la matrice de réponse de STIX prenait en compte les effets suivants :

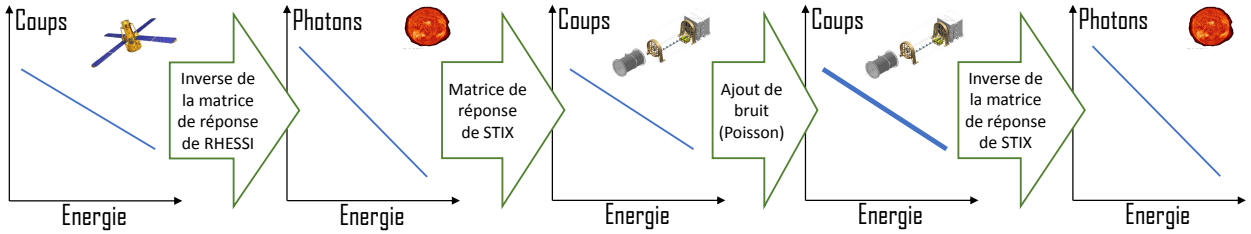


Figure 7.10 – Schématisation du processus permettant de simuler la réponse de STIX en utilisant des données RHESSI.

- Effet photoélectrique : calcul de la section efficace moyenne pour chaque canal d'énergie ;
- Effet Compton : même chose, pour une seule interaction ;
- Fluorescence
- Attenuation par la fenêtre d'aluminium et les grilles
- Dégradation de la résolution : une fonction calcule la largeur à mi-hauteur en keV en fonction de l'énergie en keV (voir équation 6.1).

On distingue les éléments diagonaux et les éléments non-diagnonaux de cette matrice. Les éléments diagonaux représentent la probabilité qu'un photon d'énergie donnée résulte en un coup de même énergie dans l'instrument. Les élements diagonaux de la matrice de réponse sont présentés en figure 7.11, que ce soit sans ou avec l'atténuateur. Cela est à comparer avec la figure 6.16 en section 6.2.3 qui représente l'efficacité des détecteurs STIX mesurée au CEA. Cependant, dans le cas de la matrice de réponse, l'atténuation par la fenêtre de béryllium (facteur de transmission ≈ 0.00228) et par les grilles est prise en compte, ce qui explique que la probabilité maximale est à moins de 20 %.

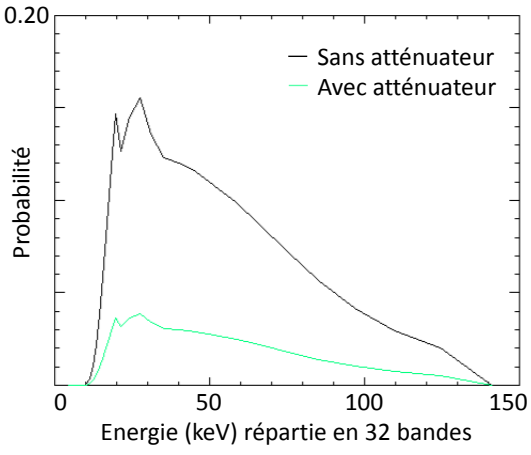


Figure 7.11 – Elements diagonaux de la matrice de réponse de STIX.

On peut ainsi comparer, pour une même éruption, les flux de coups enregistrés par STIX et par RHESSI. Sur la figure 7.12 (a), on peut voir la comparaison entre ces deux flux en fonction de l'énergie, calculée en décembre 2013. Après discussion avec l'équipe responsable des Caliste-SO au CEA, il a été remarqué que la réponse de STIX semblait anormalement plus faible que celle de RHESSI à basse énergie. Il s'agissait d'une conséquence d'une erreur de normalisation et de l'inclusion automatique de l'effet de l'atténuateur de STIX. Une fois que cela a été corrigé, les flux de STIX et RHESSI ont pu être à nouveau comparés dans le cas sans et avec l'atténuateur de STIX

(figure 7.12 (b) et (c) respectivement). On peut voir qu'en effet, les détecteurs de STIX sont plus efficaces que ceux de RHESSI pour les énergies 4-100 keV. Dans le cas où l'atténuateur est placé devant les détecteurs, on s'attend à une atténuation très efficace pour les énergies inférieures à 15 keV.

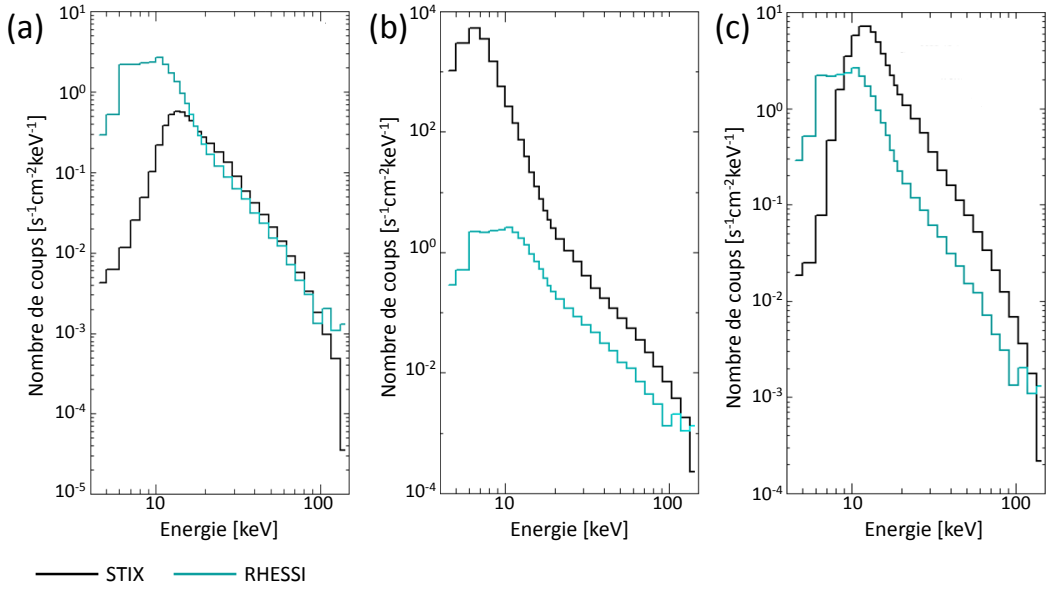


Figure 7.12 – Comparaison des flux de coups enregistrés par STIX (en noir) et RHESSI (en bleu), pour le pic de l'éruption du 2 juin 2002 : (a) dans la première implémentation de la réponse de STIX dans OSPEX ; (b) dans l'implémentation corrigée, dans le cas où on n'a pas d'atténuateur pour STIX ; (c) dans l'implémentation corrigée, dans le cas où l'atténuateur de STIX est en place.

Comparaison de la résolution spectrale implémentée avec la résolution prévue par l'équipe du CEA

La fonction qui décrit la largeur à mi-hauteur (en keV) en fonction de l'énergie en keV est de la forme $C_0 + C_1 E^{C_2}$ où les valeurs par défaut des constantes sont : $C_0 = 1.25$, $C_1 = 0.005$ et $C_2 = 1.5$.

L'équipe du CEA a fait des prévisions sur la résolution spectrale et j'ai pu comparer cette implémentation dans le logiciel avec leurs données, comme présenté en figure 7.13. Sur cette figure, il est clair que la résolution spectrale implémentée en décembre 2013 dans le logiciel d'analyse de STIX n'était pas réaliste, ce dont l'équipe logiciel était consciente.

En effet, le calcul de la résolution spectrale du détecteur se fait généralemenent de la manière suivante :

$$FWHM = \sqrt{\Delta^2_{\text{électronique}} + \Delta^2_{\text{statistique}}} \tag{7.2}$$

où $\Delta_{\text{électronique}}$ et $\Delta_{\text{statistique}}$ sont les deux sources de bruit dégradant la résolution spectrale décrites en section 6.2.1.

Le bruit électronique est donné par :

$$\Delta E_{\text{électronique}} = 2.35 \times \omega \text{ENC}_{\text{tot}} \tag{7.3}$$

où ω est l'énergie de création d'une paire électron-trou dans le matériau, et ENC_{tot} est la charge équivalente de bruit, qui représente l'écart-type autour de la valeur moyenne des pixels (Meuris, 2009). Le facteur 2.35 représente la conversion de l'écart-type à la largeur à mi-hauteur.

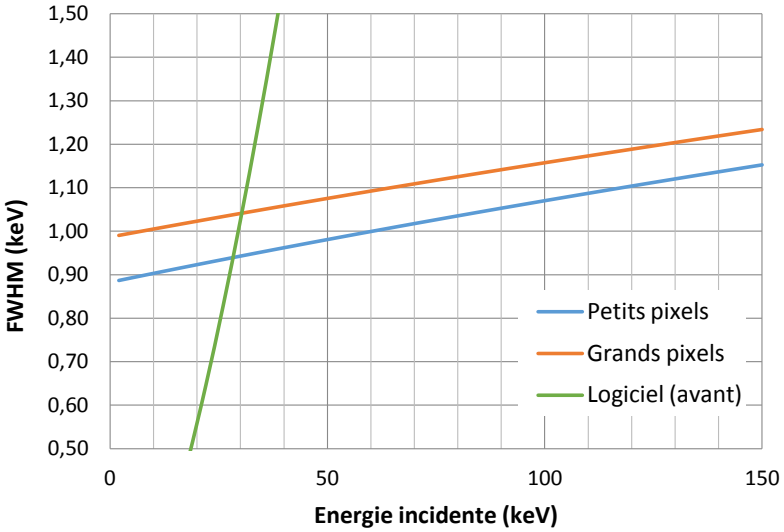


Figure 7.13 – Prévision de la résolution spectrale dans STIX au début de la mission pour les petits pixels (bleu) et les gros pixels (orange) faite par l'équipe du CEA qui développe les Caliste. Résolution spectrale grossière implémentée précédemment dans le logiciel (en vert) au début de l'année 2014.

Le bruit statistique est donné par :

$$\Delta E_{\text{statistique}} = 2.35\sqrt{f\omega E} \tag{7.4}$$

où f est le facteur de Fano et E est l'énergie du photon incident (Meuris, 2009). $\Delta E_{\text{statistique}}$ représente la résolution spectrale intrinsèque du détecteur.

Pour un cristal de CdTe, on a $\omega = 4.42$ eV et $f = 0.15$ (Meuris, 2009).

Au CEA, $\Delta_{\text{électronique}}$ a été estimé à 85 électrons rms [2] pour les petits pixels et 95 électrons rms pour les gros pixels.

Une nouvelle fonction a été implémentée et a permis de raffiner l'estimation de la résolution spectrale de STIX, suivant cette méthode de calcul utilisée au CEA.

7.5 Conclusions

Les taches qui m'ont été confiées au sein de l'équipe de développement logiciel de STIX ont été variées : pour le simulateur du logiciel de bord, j'ai écrit certains modules et j'en élaboré des tests pour d'autres modules. J'ai travaillé sur l'optimisation d'un paramètre permettant de garantir la bonne acquisition d'un spectre d'étalonnage. Enfin, j'ai testé la réponse provisoire des détecteurs implémentée dans le logiciel d'analyse spectrale, et initié des discussions avec l'équipe responsable des détecteurs STIX au CEA-Saclay, ce qui a permis d'interpréter les résultats de ces tests, et corriger par exemple le calcul de la résolution spectrale des détecteurs qui était réalisée dans le logiciel.

Ces différentes taches ainsi que les discussions au sein de l'équipe de développement logiciel, et avec l'équipe responsable des détecteurs, m'ont permis de bien comprendre le fonctionnement de l'instrument STIX en général, et les spécificités de l'analyse des données de cet instrument en particulier ; ce qui me sera utile pour l'analyse fine des données STIX une fois l'instrument en vol.

Ce travail est bien entendu en cours et il reste de nombreux développements logiciel à réaliser dans les prochains années, avant les premières données de STIX. Le logiciel de bord doit être testé

2. les électrons rms (pour Root Mean Square ou moyenne quadratique) représentent l'écart-type autour de la valeur moyenne du pixel.

(notamment à l'aide de notre simulateur du logiciel de bord) et validé. Les algorithmes de reconstruction d'image doivent être adaptés au système d'imagerie de STIX et de nouveaux algorithmes sont en développement. La réponse des détecteurs doit être finement étudiée et implémentée dans le logiciel d'analyse spectrale.

Au cours de la mission, un travail d'analyse des données d'étalonnage régulier sera nécessaire au début de la mission afin de s'assurer du bon fonctionnement des détecteurs mais également du logiciel de bord, ainsi que l'ajustement des différents paramètres utilisés pour l'analyse réalisée à bord. D'autre part, l'analyse des données devra être rapidement réalisée afin de pouvoir demander des données complémentaires, stockées à bord, pour des éruptions solaires intéressantes. En effet, des données plus complètes que les données reçues au sol seront stockées à bord et seront disponible pour un temps limité, pour des raisons de télémétrie et de mémoire. Il faudra donc identifier rapidement les éruptions pour lesquelles nous souhaitons recevoir des données complémentaires.

Troisième partie

Conclusion

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

8.1 Relation entre sites d'émissions X des électrons énergétiques et densités de courants verticaux photosphériques

Résumé et conclusions

L'étude de la relation entre les sites d'interaction des particules énergétiques accélérées lors des éruptions solaires et les lieux de forte densité de courants photosphériques verticaux mesurée au niveau photosphérique a été réalisée dans les années 80 à partir de magnétogrammes obtenus dans des observatoires au sol, parfois à plusieurs heures d'intervalle de l'éruption solaire étudiée. Aujourd'hui, l'instrument HMI sur SDO permet l'obtention de magnétogrammes du disque solaire entier à une cadence temporelle de 12 minutes, avec une bonne résolution spatiale, ce qui permet d'étudier la distribution de la densité de courants verticaux au moment même de l'éruption. D'autre part, le satellite RHESSI fournit des diagnostics X des électrons accélérés, permettant d'analyser la nature des différentes sources X lors de l'éruption solaire (sources coronales ou chromosphériques, thermiques ou non-thermiques...). La combinaison des données RHESSI avec les magnétogrammes de SDO/HMI a donc permis un nouvel examen du lien entre électrons énergétiques et courants photosphériques ; au cours de cette thèse, cette question a été étudiée pour cinq éruptions solaires de classe GOES X.

Dans un premier temps, l'étude détaillée de l'éruption du 15 février 2011 a permis de montrer que les sites d'émissions coronales, les plus proches du site d'accélération des particules, étaient situés juste au-dessus des rubans de fortes densités de courants photosphériques. Ce résultat est interprété en lien avec le phénomène de reconnexion magnétique qui a lieu au niveau d'une couche de courants coronale, dont la trace photosphérique se manifeste par la présence de ces rubans de courants mesurés dans la région active entre deux polarités magnétiques. Ce site de reconnexion magnétique est lié au site d'accélération de particules, et les électrons énergétiques interagissant avec les particules du milieu coronal sont à l'origine des émissions X observées dans la couronne ; les émissions X chromosphériques, émises aux pieds des boucles coronales, et donc à une plus grande distance de la région d'accélération, sont observées à quelques secondes d'angle de ces rubans de courants.

D'autre part, la haute cadence temporelle de l'instrument HMI a permis d'étudier l'évolution des courants photosphériques au cours de cette éruption solaire. Une augmentation des courants électriques verticaux de 15% a été observée dans une région où une source X chromosphérique apparaît au cours de l'éruption, quelques minutes après les premières sources d'émissions X. Cette augmentation des courants est dite permanente, puisque le niveau de courants reste stable pendant plus d'une heure après le changement observé, ce qui permet de conclure qu'il ne s'agit pas d'un phé-

nomène transitoire du à la précipitation de particules énergétiques dans la région, mais qu'il s'agit bien d'une modification de la distribution des courants photosphériques. Cette évolution commune des courants photosphériques et des émissions X a été interprétée comme la conséquence de la propagation du site de reconnexion magnétique à une seconde structure magnétique. Cette reconnexion magnétique a pour conséquence la modification de la distribution des courants dans la couronne, et cette restructuration peut avoir comme conséquence une augmentation locale des courants photosphériques telle que celle observée. D'autre part, l'injection de particules énergétiques dans une nouvelle structure magnétique permet d'expliquer l'apparition d'une nouvelle source d'émissions X au niveau chromosphérique.

Ce type d'étude a été répété sur quatre autres éruptions solaires de classe GOES X, le but étant de déterminer si les observations et résultats évoqués pour l'éruption du 15 février 2011 sont retrouvés pour d'autres éruptions solaires. Pour trois des quatre régions actives étudiées, des rubans de courants photosphériques forts sont observés entre deux polarités magnétiques, tout comme dans la région 11158 où l'éruption du 15 février 2011 a eu lieu. Pour les trois éruptions qui ont eu lieu dans ces régions actives, on observe une corrélation spatiale entre certains sites d'émissions X et les rubans de courants photosphériques. Lors de l'éruption du 12 juillet 2012, la distribution des courants est plus complexe et l'association entre rubans de courants et sites d'émissions X n'est pas claire.

La recherche d'évolutions de courants pendant l'éruption solaire a été semi-automatisée, de manière a identifier les régions pour lesquelles on observe une évolution des courants claire et stable dans le temps. Bien que nous ayons observé une augmentation des courants pendant l'éruption du 15 février 2011, nous avons également cherché à identifier les éventuels diminutions ou changements de signe des courants photosphériques dans la région active. Pour deux éruptions sur les quatre étudiées, il existe un lien clair entre les évolutions des sources d'émissions X et certaines zones d'évolution des courants (augmentation ou diminution des courants).

D'une manière générale, ces études montrent un lien observationnel entre les émissions X des électrons énergétiques et les rubans de fortes densités de courants photosphériques pendant les éruptions solaires de classe X ; et dans trois éruptions sur cinq, une évolution commune des émissions X et des courants photosphériques a été observée. Cela confirme que la dissipation d'énergie magnétique a lieu préférentiellement au niveau de couches de courants coronales, et que l'accélération des particules lors de ces éruptions solaires se fait en présence des champs électriques directs associés à ces courants. On note qu'on parle ici de couche de courants au sens large du terme, et qu'il est possible qu'il s'agisse de couches de courants fragmentées ou ayant une structure filamentaire.

Perspectives

Comme évoqué à la fin du chapitre 4, ce type d'étude ouvre plusieurs perspectives. Dans un premier temps, une meilleure cadence temporelle, notamment pour l'obtention de magnétogrammes, permettrait d'étudier les éventuels délais entre les évolutions de courants et les évolutions des sources X. De tels délais ont d'ailleurs été observés entre émissions X et changements du champ magnétique longitudinal par Burtseva et al. (2015). Des données de l'instrument HMI à plus haute cadence temporelle (2,25 minutes) existent et sont disponibles sur demande, bien qu'elles soient plus bruitées. J'envisage d'utiliser ces données dans un futur proche afin de ré-examiner les évolutions de courants au cours de l'éruption pour quelques éruptions parmi celles étudiées au cours de la thèse.

D'autre part, nous avons limité cette étude à la composante verticale des courants photosphériques, puisqu'il s'agit de la seule composante qu'il soit possible de calculer à partir d'un seul magnétogramme vectoriel. Cependant, il serait intéressant de conduire ce type d'étude avec les trois composantes de la densité courant. Cela est possible en utilisant par exemple les données

de Hinode/SOT, qui fournit deux magnétogrammes à deux altitudes très proches au niveau de la photosphère.

Une autre limite de ce type d'étude vient du fait que nous comparons des sites d'émissions X situés dans la couronne et la chromosphère, avec des courants mesurés au niveau photosphérique. Les courants n'ont encore pas été mesurés dans la couronne, cependant ils peuvent être estimés à partir d'extrapolations du champ magnétique. Il serait très intéressant de pouvoir vérifier la corrélation entre sites d'émissions X et fortes densités de courants coronaux. Par ailleurs, à plus long terme, la comparaison entre courants dérivés des extrapolations et émissions X pourrait produire un test permettant de valider les extrapolations du champ magnétique.

Enfin, cette étude ne concerne que les éruptions de classe X. La localisation des émissions X est clairement associée aux fortes densités de courants lors de ces éruptions. Lors d'une étude préliminaire présentée en section 4.6, nous avons analysé trois éruptions solaires dans la même région active. Cette étude montre que plus la distance entre la localisation des sites d'émissions X et des plus fortes densités de courants photosphériques est petite, plus les émissions X de l'éruption sont énergétiques. On peut donc chercher à caractériser le lien entre la distance entre les sites d'interaction des particules et les rubans de fortes densités de courants photosphériques d'une part, et l'énergie ainsi que le nombre d'électrons accélérés d'autre part. Une telle analyse permettra d'étudier le lien entre le processus de dissipation d'énergie et d'accélération des particules, et la distribution des courants photosphériques, traceurs de l'énergie magnétique libre et des couches de courants associées à des champs électriques directs.

Les données des instruments RHESSI, SDO/HMI et Hinode/SOT permettent de continuer cette étude pour ces différents aspects. On note que la résolution spatiale et la cadence temporelle sont des éléments clés et que l'obtention de magnétogrammes régulière et à haute cadence temporelle permet d'étudier en détail l'évolution de champs magnétiques et courants électriques au cours des éruptions solaires. Notons que Solar Orbiter fournira des données de même nature avec les instruments STIX (données X) et PHI (données spectropolarimétriques), qui seront alors sur la même plateforme. Ce type d'étude pourra donc également être conduit avec les données de Solar Orbiter.

8.2 Transport des électrons énergétiques dans l'atmosphère solaire

Résumé et conclusions

Une des nouveautés de l'instrument RHESSI réside en la possibilité de réaliser de la spectro-imagerie dans le domaine des rayonnements X. Cela permet de réaliser une analyse spectrale de différentes sources X dans une même image, et par exemple d'étudier le nombre d'électrons énergétiques et leur distribution à différents lieux dans une structure magnétiques : typiquement, au somment d'une boucle coronale et à ses pieds. Ce type d'étude permet donc d'examiner les effets du transport des électrons énergétiques sur leur distribution.

Nous avons étudié l'éruption du 21 mai 2004 pour laquelle nous avons identifié une source d'émissions X non-thermiques coronale ainsi que deux sources non-thermiques chromosphériques, aux pieds de la boucle coronale. L'analyse spectroscopique a permis de montrer que le flux d'électrons énergétiques dans la couronne était plus élevé que dans les pieds, et que le spectre électronique y était plus mou. Ce type d'observation peut s'expliquer par exemple dans le cadre d'un transport diffusif des particules énergétiques, du à des fluctuations turbulentes du champ magnétique dans la couronne solaire. Pour la première fois, ce type d'observations X a été combiné avec les résultats d'une étude utilisant le diagnostic radio (émission gyrosynchrotron) des électrons énergétiques, pour la même éruption. Alors que les diagnostics X permettent d'étudier les électrons énergétiques dont l'énergie est inférieure à une centaine keV, le rayonnement gyrosynchrotron est principalement émis par les

électrons moyennement relativistes d'énergie supérieure à 100 keV. La combinaison de ces deux types d'observations permet donc d'étudier les effet du transport des particules énergétiques dans deux gammes d'énergie différentes. La comparaison entre les prédictions du modèle de transport diffusif et les données X et radio ont permis d'estimer le libre parcours moyen des électrons énergétiques et de montrer qu'il n'était pas indépendant de l'énergie.

Perspectives

Nos observations ont été comparées aux prédictions d'un modèle de transport diffusif des particules énergétiques. On note que ce modèle ne permet pas d'expliquer totalement les observations, et que la prise en compte d'effets supplémentaires, comme par exemple la convergence du champ magnétique, permettrait de compléter le modèle et éventuellement d'expliquer les observations de manière plus satisfaisante. D'autre part, le modèle a été développé dans un cadre non-relativiste et devrait être étendu au cas relativiste puisque nous l'avons utilisé pour comparaison avec des données issues d'observations du rayonnement gyrosynchrotron. Cependant, nous avons pu montrer que le libre parcours moyen des électrons énergétiques, estimé dans le cadre de ce modèle à basse énergie (25-100 keV, données X) et à haute énergie ($>$ 100 keV, données radio), n'était pas indépendant de l'énergie des particules : le libre parcours moyen est plus petit à haute énergie, ce qui a pour conséquence un excès de particules plus important dans la couronne à haute énergie.

Cette étude montre la richesse des informations obtenues par la combinaison de différents diagnostics des particules énergétiques (émissions X et radio), grâce aux capacités de spectro-imagerie de RHESSI, ce qui permet d'étudier le transport des particules et de tester les modèles existant. L'instrument STIX sur Solar Orbiter a des capacités de spectro-imagerie similaires et pourra également être utilisé pour ce type d'étude.

D'autre part, ce type d'analyse nécessite l'observation de sources coronales non-thermiques. Bien que ce type de sources soit observé pour quelques éruptions, ces observations ne sont pas nombreuses, dû à la faible dynamique de l'instrument RHESSI, et des instruments ayant un système d'imagerie indirect en général. Les imageurs directs tels que FOXSI, dont la dynamique et la sensibilité sont bien meilleures, permettraient d'observer les sources coronales de manière plus fréquente, et en particulier les sources coronales moins intenses où l'on n'a pas nécessairement d'excès de particules par rapport aux pieds de boucles.

Les observations actuelles permettent d'étudier en particulier la distribution spatiale des électrons énergétiques dans la boucle coronale, ainsi que l'évolution du spectre entre le sommet de la boucle et les pieds. Par contre, l'évolution temporelle des différents spectres est difficile à observer dans le cas des éruptions de classe moyenne, car la statistique devient trop faible pour réaliser de la spectro-imagerie après le pic d'émissions X. Ce type d'analyse deviendra probablement possible avec de l'imagerie directe.

Par ailleurs, peu des modèles développés font des prédictions claires concernant la distribution spatiale du flux d'électrons (ou la densité d'électrons énergétiques) et de l'indice spectral électronique, et la comparaison entre modèles et données n'est pas toujours facile. Les modèles de transport développés devraient réaliser des prédictions quantitatives concernant ces observables afin de rendre possible une comparaison précise entre les modèles et les données.

La réalisation d'instruments d'imagerie X directe et de prédictions observationnelles des modèles permettrait donc de poursuivre et d'approfondir les études concernant le transport des particules énergétiques, tout comme la combinaison des différents diagnostics des particules énergétiques.

8.3 Préparation de l'exploitation de l'expérience STIX sur Solar Orbiter

Le développement logiciel pour l'instrument STIX s'est focalisé pendant ces trois dernières années sur la préparation du logiciel de bord. Solar Orbiter étant une mission avec peu de télémétrie, les taches réalisées à bord sont plus complexes que dans le cas de RHESSI et ont un impact sur la qualité des données qui seront disponibles pour le traitement et l'analyse scientifique. L'écriture et le test de plusieurs modules du simulateur du logiciel de bord m'a permis d'appréhender les spécificités et les limites de l'instrument, ce qui me sera utile si je suis amenée à exploiter les données de STIX dans le futur. D'autre part, les échanges que j'ai eus avec l'équipe responsable des détecteurs au CEA a permis de vérifier la vraisemblance des hypothèses réalisées au sein du logiciel (par exemple, concernant la résolution spectrale des détecteurs) et d'améliorer le calcul de la matrice de réponse de l'instrument, et ont contribué aux discussions entre l'équipe du CEA et l'équipe de développement logiciel.

La préparation de l'exploitation de l'instrument STIX nécessite également l'adaptation des logiciels d'analyse spectrale et de reconstruction d'images existant pour RHESSI. La réponse de l'instrument doit être étudiée et implémentée de manière précise dans le logiciel d'analyse. Le système d'imagerie est différent et les algorithmes de reconstruction d'image doivent être modifiés. De plus, l'instrument possède différents modes de fonctionnement, et le type de données (le niveau de détails) sera différent pour chaque mode. Ces nouveautés nécessitent globalement un effort important concernant le développement du logiciel d'analyse de données.

La mission Solar Orbiter présente de nombreux défis. L'exploitation de l'expérience STIX nécessitera dans le futur non seulement un effort concernant le développement logiciel, mais également un suivi particulier au cours de la mission. Au début de la mission en particulier, il faudra s'assurer du bon fonctionnement de l'instrument et du bon étalonnage des données. D'une manière générale, au cours de la mission, les scientifiques devront être très réactifs concernant l'analyse des données reçues au sol. En effet, il sera possible de transmettre des données plus brutes stockées à bord ; cependant les contraintes de télémétrie et de mémoire à bord peuvent limiter l'accès à ces données dans le temps. Il sera donc nécessaire d'identifier rapidement les évènements intéressants pour lesquels nous souhaitons transmettre des données plus complètes.

La mission Solar Orbiter a pour but l'étude de l'influence du Soleil sur l'héliosphère et repose sur la synergie entre instruments de télé-détection et in-situ, tous regroupés sur une même plateforme, mais également avec d'autres instruments tels que ceux existant ou ceux de la mission Solar Probe Plus. Cette mission utilisera les données diverses provenant de différents instruments. Comme cela a été montré au cours de cette thèse, la combinaison d'observations permet de produire des contraintes observationnelles précises pour les modèles d'accélération et de transport des particules énergétiques, et Solar Orbiter permettra d'apporter de nouveaux éléments de réponse aux questions fondamentales concernant ces sujets.

Bibliographie

Aschwanden, M. J., Kosugi, T., Hanaoka, Y., Nishio, M., & Melrose, D. B. 1999, ApJ, 526, 1026

Aschwanden, M. J., Metcalf, T. R., Krucker, S., et al. 2004, Sol. Phys., 219, 149

Aschwanden, M. J., Sun, X., & Liu, Y. 2014, ApJ, 785, 34

Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2005, A&A, 444, 961

Bai, T. 1982, ApJ, 259, 341

Bai, T. & Ramaty, R. 1978, ApJ, 219, 705

Battaglia, M. & Benz, A. O. 2006, A&A, 456, 751

Benz, A. O., Krucker, S., Hurford, G. J., et al. 2012, in Proc. SPIE, Vol. 8443, Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Ultraviolet to Gamma Ray, 84433L

Berger, T. & Slater, G. 2009, Hinode Solar Optical Telescope Data Analysis Guide (version 3.3)

Bian, N. H., Kontar, E. P., & MacKinnon, A. L. 2011, A&A, 535, A18

Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, Reviews of Modern Physics, 42, 237

Bommier, V., Landi Degl'Innocenti, E., Landolfi, M., & Molodij, G. 2007, A&A, 464, 323

Brown, J. C., Emslie, A. G., & Kontar, E. P. 2003, ApJ, 595, L115

Browning, P. K., Gerrard, C., Hood, A. W., Kevis, R., & van der Linden, R. A. M. 2008, A&A, 485, 837

Burtseva, O., Martínez-Oliveros, J. C., Petrie, G. J. D., & Pevtsov, A. A. 2015, ApJ, 806, 173

Canfield, R. C., Cheng, C.-C., Dere, K. P., et al. 1980, in Skylab Solar Workshop II, ed. P. A. Sturrock, 451–469

Canfield, R. C., de La Beaujardiere, J.-F., Fan, Y., et al. 1993, ApJ, 411, 362

Canfield, R. C., Hudson, H. S., Leka, K. D., et al. 1992, PASJ, 44, L111

Cargill, P. J., Vlahos, L., Baumann, G., Drake, J. F., & Nordlund, Å. 2012, Space Sci. Rev., 173, 223

Carrington, R. C. 1859, MNRAS, 20, 13

Chae, J. 2003, ApJ, 584, 1084

Chen, B. & Bastian, T. S. 2012, ApJ, 750, 35

Conway, A. J., Brown, J. C., Eves, B. A. C., & Kontar, E. 2003, A&A, 407, 725

de La Beaujardiere, J.-F., Canfield, R. C., & Leka, K. D. 1993, ApJ, 411, 378

Demoulin, P., Bagala, L. G., Mandrini, C. H., Henoux, J. C., & Rovira, M. G. 1997, A&A, 325, 305

Demoulin, P., Henoux, J. C., Priest, E. R., & Mandrini, C. H. 1996, A&A, 308, 643

Démoulin, P., Priest, E. R., & Lonie, D. P. 1996, J. Geophys. Res., 101, 7631

Des Jardins, A., Canfield, R., Longcope, D., Fordyce, C., & Waitukaitis, S. 2009, ApJ, 693, 1628

D'Iakonov, S. V. & Somov, B. V. 1988, Sol. Phys., 116, 119

Dulk, G. A. 1985, ARA&A, 23, 169

Dulk, G. A. & Marsh, K. A. 1982, ApJ, 259, 350

Emslie, A. G. 1980, ApJ, 235, 1055

Emslie, A. G., Dennis, B. R., Holman, G. D., & Hudson, H. S. 2005, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 110, A11103

Emslie, A. G., Kontar, E. P., Krucker, S., & Lin, R. P. 2003, ApJ, 595, L107

Emslie, A. G., Kucharek, H., Dennis, B. R., et al. 2004, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 109, 10104

Fedun, V., Shelyag, S., & Erdélyi, R. 2011, ApJ, 727, 17

Friedrich, P. 1997, ABRIXAS, an Imaging Telescope for an X-ray All-Sky Survey in the 0.5-10 keV Band, en ligne, dernier accès le 3 mars 2016

Gordovskyy, M., Browning, P. K., Kontar, E. P., & Bian, N. H. 2014, A&A, 561, A72

Gosset, L. 2014, Master's thesis, Université Paris-Diderot

Grimm, O., Bednarzik, M., Birrer, G., et al. 2015, Journal of Instrumentation, 10, C02011

Guo, J., Emslie, A. G., Kontar, E. P., et al. 2012, A&A, 543, A53

Hagyard, M. J., West, E. A., & Smith, Jr., J. B. 1985, in Solar Physics and Interplanetary Travelling Phenomena, ed. C. de Jager & B. Chen, 179

Hathaway, D. 2016, Solar Physics, en ligne, dernier accès le 23 mai 2016

Holman, G. D., Aschwanden, M. J., Aurass, H., et al. 2011, Space Sci. Rev., 159, 107

Holman, G. D., Sui, L., Schwartz, R. A., & Emslie, A. G. 2003, ApJ, 595, L97

Hood, A. W., Browning, P. K., & van der Linden, R. A. M. 2009, A&A, 506, 913

Hurford, G. J., Krucker, S., Lin, R. P., et al. 2006, ApJ, 644, L93

Hurford, G. J., Schmahl, E. J., Schwartz, R. A., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 61

Ireland, J., Young, C. A., McAteer, R. T. J., et al. 2008, Sol. Phys., 252, 121

Janvier, M., Aulanier, G., Bommier, V., et al. 2014, ApJ, 788, 60

Kaufmann, P., Correia, E., Costa, J. E. R., & Zodi Vaz, A. M. 1986, A&A, 157, 11

Kazachenko, M. D., Fisher, G. H., Welsch, B. T., Liu, Y., & Sun, X. 2015, ApJ, 811, 16

Kennel, C. F. & Petschek, H. E. 1966, J. Geophys. Res., 71, 1

Kliem, B., Titov, V. S., & Török, T. 2004, A&A, 413, L23

Kliem, B. & Török, T. 2006, Physical Review Letters, 96, 255002

Knight, J. W. & Sturrock, P. A. 1977, ApJ, 218, 306

Koch, H. W. & Motz, J. W. 1959, Reviews of Modern Physics, 31, 920

Kontar, E. P., Bian, N. H., Emslie, A. G., & Vilmer, N. 2014, ApJ, 780, 176

Kontar, E. P., Brown, J. C., Emslie, A. G., et al. 2011a, Space Sci. Rev., 159, 301

Kontar, E. P., Emslie, A. G., Massone, A. M., et al. 2007, ApJ, 670, 857

Kontar, E. P., Hannah, I. G., & Bian, N. H. 2011b, ApJ, 730, L22

Kontar, E. P., Hannah, I. G., Jeffrey, N. L. S., & Battaglia, M. 2010, ApJ, 717, 250

Kontar, E. P. & Jeffrey, N. L. S. 2010, A&A, 513, L2

Kontar, E. P., MacKinnon, A. L., Schwartz, R. A., & Brown, J. C. 2006, A&A, 446, 1157

Kosugi, T., Makishima, K., Murakami, T., et al. 1991, Sol. Phys., 136, 17

Kovalev, V. A. & Korolev, O. S. 1981, Soviet Ast., 25, 215

Krucker, S., Battaglia, M., Cargill, P. J., et al. 2008, A&A Rev., 16, 155

Krucker, S., Benz, A. O., Hurford, G. J., et al. 2013a, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 732, 295

Krucker, S., Christe, S., Glesener, L., et al. 2013b, in Proc. SPIE, Vol. 8862, Solar Physics and Space Weather Instrumentation V, 88620R

Krucker, S., Hudson, H. S., Glesener, L., et al. 2010, ApJ, 714, 1108

Krucker, S. & Lin, R. P. 2002, Sol. Phys., 210, 229

Krucker, S., White, S. M., & Lin, R. P. 2007, ApJ, 669, L49

Kuznetsov, A. A. & Kontar, E. P. 2015, Sol. Phys., 290, 79

Leach, J. & Petrosian, V. 1981, ApJ, 251, 781

Lee, M. A. 1982, J. Geophys. Res., 87, 5063

Leka, K. D., Barnes, G., Crouch, A. D., et al. 2009, Sol. Phys., 260, 83

Leka, K. D., Canfield, R. C., McClymont, A. N., et al. 1993, ApJ, 411, 370

Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, Sol. Phys., 275, 17

Léna, P. 1996, Méthodes physiques de l'observation. (InterEditions / CNRS Editions)

Li, J., Metcalf, T. R., Canfield, R. C., Wuelser, J.-P., & Kosugi, T. 1997, ApJ, 482, 490

Lin, R. P., Dennis, B. R., Hurford, G. J., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 3

Lin, R. P., Krucker, S., Hurford, G. J., et al. 2003, ApJ, 595, L69

Lin, Y. & Gaizauskas, V. 1987, Sol. Phys., 109, 81

Liu, W., Petrosian, V., Dennis, B. R., & Jiang, Y. W. 2008, ApJ, 676, 704

Liu, Y. & Schuck, P. W. 2012, ApJ, 761, 105

Longcope, D. W. & Strauss, H. R. 1994, ApJ, 437, 851

MacKinnon, A. L. 1991, A&A, 242, 256

Malanushenko, A., Schrijver, C. J., DeRosa, M. L., & Wheatland, M. S. 2014, ApJ, 783, 102

Masson, S., Klein, K.-L., Bütikofer, R., et al. 2009, Sol. Phys., 257, 305

Masuda, S., Kosugi, T., Hara, H., Tsuneta, S., & Ogawara, Y. 1994, Nature, 371, 495

McClements, K. G. 1992a, A&A, 253, 261

McClements, K. G. 1992b, A&A, 258, 542

Melrose, D. B. & Brown, J. C. 1976, MNRAS, 176, 15

Meuris, A. 2009, PhD thesis, Université Paris-Diderot

Meuris, A., Limousin, O., & Gevin, O. 2014a, STIX Phase C - Caliste-SO detail specification, Tech. rep., CEA

Meuris, A., Limousin, O., Gevin, O., et al. 2014b, in Proc. SPIE, Vol. 9154, High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VI, 91540Y

Miller, J. A., Cargill, P. J., Emslie, A. G., et al. 1997, J. Geophys. Res., 102, 14631

Moreton, G. E. & Severny, A. B. 1968, Sol. Phys., 3, 282

Murphy, R. J., Dermer, C. D., & Ramaty, R. 1987, ApJS, 63, 721

Murphy, R. J., Kozlovsky, B., Kiener, J., & Share, G. H. 2009, ApJS, 183, 142

Murphy, R. J., Kozlovsky, B., Share, G. H., Hua, X.-M., & Lingenfelter, R. E. 2007, ApJS, 168, 167

Murphy, R. J., Share, G. H., Skibo, J. G., & Kozlovsky, B. 2005, ApJS, 161, 495

Musset, S., Vilmer, N., & Bommier, V. 2015, A&A, 580, A106

Onofri, M., Isliker, H., & Vlahos, L. 2006, Physical Review Letters, 96, 151102

Onofri, M., Primavera, L., Malara, F., & Veltri, P. 2004, Physics of Plasmas, 11, 4837

Parker, E. N. 1957, J. Geophys. Res., 62, 509

Parnell, C. E., Smith, J. M., Neukirch, T., & Priest, E. R. 1996, Physics of Plasmas, 3, 759

Petrie, G. J. D. 2013, Sol. Phys., 287, 415

Petrosian, V. 2012, Space Sci. Rev., 173, 535

Petschek, H. E. 1964, NASA Special Publication, 50, 425

Piana, M., Massone, A. M., Hurford, G. J., et al. 2007, ApJ, 665, 846

Pinto, R. F., Gordovskyy, M., Browning, P. K., & Vilmer, N. 2016, A&A, 585, A159

Pinto, R. F., Vilmer, N., & Brun, A. S. 2015, A&A, 576, A37

Pontin, D. I. 2012, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 370, 3169

Priest, E. R. & Démoulin, P. 1995, J. Geophys. Res., 100, 23443

Reid, H. A. S. & Ratcliffe, H. 2014, Research in Astronomy and Astrophysics, 14, 773

Reid, H. A. S., Vilmer, N., Aulanier, G., & Pariat, E. 2012, A&A, 547, A52

Romanov, V. A. & Tsap, T. T. 1990, Soviet Ast., 34, 656

Saint-Hilaire, P. & Benz, A. O. 2002, Sol. Phys., 210, 287

Sakao, T. 1991, PhD thesis, University of Tokyo

Sanchez, S., Fournier, A., & Aubert, J. 2014, ApJ, 781, 8

Scharmer, G. B., Gudiksen, B. V., Kiselman, D., Löfdahl, M. G., & Rouppe van der Voort, L. H. M. 2002, Nature, 420, 151

Schlickeiser, R. 1989, ApJ, 336, 243

Schmahl, E. J., Pernak, R. L., Hurford, G. J., Lee, J., & Bong, S. 2007, Sol. Phys., 240, 241

Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., et al. 2012, Sol. Phys., 275, 229

Schrijver, C. J., Aulanier, G., Title, A. M., Pariat, E., & Delannée, C. 2011, ApJ, 738, 167

Schrijver, C. J., Beer, J., Baltensperger, U., et al. 2012, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 117, A08103

Simões, P. J. A. & Kontar, E. P. 2013, A&A, 551, A135

Siversky, T. V. & Zharkova, V. V. 2009, A&A, 504, 1057

Smith, D. M., Lin, R. P., Turin, P., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 33

Smith, D. M., Share, G. H., Murphy, R. J., et al. 2003, ApJ, 595, L81

Solar Orbiter Team. 2011, Solar Orbiter : Exploring the Sun-heliosphere connection - Definition Study Report, Tech. rep., ESA

Song, Q., Zhang, J., Yang, S., & Liu, Y. 2013, in IAU Symposium, Vol. 294, Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity, ed. A. G. Kosovichev, E. de Gouveia Dal Pino, & Y. Yan, 573–574

Strong, K. T., Benz, A. O., Dennis, B. R., et al. 1984, Sol. Phys., 91, 325

Sui, L. & Holman, G. D. 2003, ApJ, 596, L251

Sui, L., Holman, G. D., Dennis, B. R., et al. 2002, Sol. Phys., 210, 245

Sun, X., Hoeksema, J. T., Liu, Y., et al. 2012, ApJ, 748, 77

Sweet, P. A. 1958, in IAU Symposium, Vol. 6, Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert, 123

Syniavskii, D. V. & Zharkova, V. V. 1994, ApJS, 90, 729

Takakura, T. 1986, Sol. Phys., 104, 363

Tarr, L., Longcope, D., & Millhouse, M. 2013, ApJ, 770, 4

Temmer, M., Veronig, A. M., Vršnak, B., & Miklenic, C. 2007, ApJ, 654, 665

Trottet, G., Vilmer, N., Barat, C., et al. 1998, A&A, 334, 1099

Tucker, W. 1975, Radiation processes in astrophysics

Turkmani, R., Cargill, P. J., Galsgaard, K., Vlahos, L., & Isliker, H. 2006, A&A, 449, 749

Tziotziou, K., Georgoulis, M. K., & Liu, Y. 2013, ApJ, 772, 115

van Driel-Gesztelyi, L. & Green, L. M. 2015, Living Reviews in Solar Physics, 12

Vemareddy, P., Ambastha, A., & Maurya, R. A. 2012, ApJ, 761, 60

Vilmer, N., MacKinnon, A. L., & Hurford, G. J. 2011, Space Sci. Rev., 159, 167

Vilmer, N., Trottet, G., Barat, C., et al. 1999, A&A, 342, 575

Vilmer, N., Trottet, G., & MacKinnon, A. L. 1986, A&A, 156, 64

Vlahos, L., Krucker, S., & Cargill, P. 2009, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 778, Turbulence in Space Plasmas, ed. P. Cargill & L. Vlahos, 157

Wang, S., Liu, C., Liu, R., et al. 2012, ApJ, 745, L17

White, S. M., Benz, A. O., Christe, S., et al. 2011, Space Sci. Rev., 159, 225

Woods, T. N., Eparvier, F. G., Fontenla, J., et al. 2004, Geophys. Res. Lett., 31, L10802

Xu, Y., Emslie, A. G., & Hurford, G. J. 2008, ApJ, 673, 576

Zharkova, V. V., Arzner, K., Benz, A. O., et al. 2011, Space Sci. Rev., 159, 357

Zharkova, V. V., Brown, J. C., & Syniavskii, D. V. 1995, A&A, 304, 284

Zharkova, V. V. & Gordovskyy, M. 2006, ApJ, 651, 553

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Mission doctorale à l'Observatoire

Sommaire

A.1 Enseignement en première et deuxième année universitaire 225
A.2 Enseignement pour le diplôme d'université 225
A.3 Parrainages de classes 226

L'expérience acquise lors de la préparation de mon doctorat ne s'est pas limitée à la recherche fondamentale et au développement logiciel. Elle a été enrichie par d'autres activités telles que la participation au Conseil de laboratoire du LESIA, l'organisation de conférences, et bien sûr la mission d'enseignement qui a duré trois ans. Au cours de cette mission d'enseignement à l'Observatoire, j'ai pu prendre part à différentes activités au sein de différentes formations. Je décris brièvement dans ce chapitre ces différentes activités car elles ont eu une part importante en terme de temps passé, d'énergie et d'expérience acquise.

A.1 Enseignement en première et deuxième année universitaire

J'ai pris part à l'encadrement des travaux pratiques d'optique pour les étudiants de première et deuxième années de CPES à PSL (Paris Sciences et Lettres). Cet enseignement a été particulièrement formateur car cette filière étant relativement jeune, il a fallu définir une stratégie d'enseignement et écrire les différents énoncés. Cet enseignement étant une option pour ceux qui choisissent un cursus plutôt orienté vers les sciences, les étudiants accueillis à l'Observatoire étaient généralement plutôt motivés et intéressés. En plus de l'enseignement de l'optique, les séances de travaux pratiques sont également l'occasion d'inculquer des méthodes de travail et de développer la prise d'initiative par les étudiants. Ces travaux pratiques d'optique sont complétés par une observation astronomique au cours de l'année, suivie d'une séance de réduction et d'analyse des données. Cette partie de l'enseignement est très appréciée des étudiants en général, et permet de leur proposer une première approche de l'astronomie/astrophysique. Cela est aussi parfois l'occasion d'une discussion sur le type de travaux réalisés à l'Observatoire, et le métier d'astronome ou d'astrophysicien.

A.2 Enseignement pour le diplôme d'université

L'Observatoire de Paris propose plusieurs formations de DU (Diplôme d'Université), dont l'un d'entre eux, le DU ECU (Explorer et Comprendre l'Univers) doit se suivre en présentiel (cours du soir suivis à Paris ou par vidéo). Deux temps forts de cette formation sont proposés au cours

de l'année de formation : un stage d'analyse de données à Meudon en février (obligatoire) et un stage d'observation à l'Observatoire de Haute Provence (facultatif). J'ai participé à l'encadrement pour ces deux stages. Dans le premier, il s'agit d'encadrer des séances de travaux dirigés et travaux pratiques sur les thèmes de l'astrométrie, la réduction et l'analyse d'images et de spectres, la préparation d'observations astronomiques... Au cours du stage à l'OHP, j'encadrais les séances (environ 8 heures) de spectroscopie au télescope de 152 mm. La particularité de cet enseignement est qu'il s'adresse à un public large et varié, qui normalement a pour niveau minimum un baccalauréat scientifique. Les étudiants dans ce cursus proviennent de différentes générations et de différents milieux professionnels, et ont des niveaux d'expérience variés en astronomie. Il faut donc adapter son langage aux différents profils, entre l'astronome amateur averti et le banquier féru de sciences. Les personnes qui suivent ce cursus sont particulièrement motivées.

A.3 Parrainages de classes

Une activité un peu différente est proposée par l'Observatoire : le parrainage de classe. Il s'agit d'être le contact privilégié d'un ou plusieurs professeur(s), le plus souvent afin d'intervenir dans une classe ou pour suivre un projet d'élèves. Lors de déplacements dans les établissements, j'ai eu l'occasion d'animer des observations, de présenter un sujet de recherche, mais aussi de présenter le métier d'astrophysicien en général et de parler des formations possibles pour y parvenir. J'ai donc parrainé deux classes de lycée dans le cadre de ma thèse :

- Un groupe de 12 lycéens en première S dans le cadre d'un projet autour de Galilée : aspects historiques des observations de Galilée, construction d'une lunette de Galilée. Ma contribution a été un échange sur plusieurs mois avec leur professeur pour apporter aide et avis concernant le projet, et une intervention sur place : une petite conférence sur l'observation du Soleil de Galilée à nos jours, suivie d'une séance d'observation du Soleil (taches solaires avec un Solarscope, chromosphère solaire avec une lunette équipée d'un filtre Hα, spectre solaire avec un spectromètre).

- Une classe de terminale scientifique : intervention sur le thème « les rayonnements électromagnétique dans l'univers », suivie de la correction d'une activité que les élèves avaient eu à préparer sur le sujet, et d'un point sur l'orientation post-bac pour devenir chercheur.

- Un groupe de lycéens en seconde dans le cadre d'un projet de spectroscopie stellaire : conseils et prêt de matériel auprès de l'enseignant. Nous avons échangé des courriers électroniques pendant plusieurs mois, à la fois sur l'aspect technique (comment faire des observations spectroscopiques avec des étudiants) et sur l'aspect scientifique de la spectroscopie stellaire.

Annexe B

Autres activités doctorales

Sommaire

B.1 Formation doctorale 227
B.1.1 Ecoles 227
B.1.2 Cours doctoraux 228
B.2 Représentation étudiante au conseil de laboratoire 228
B.3 Organisation de la conférence Elbereth 228

Au cours de ma thèse, j'ai eu la chance de compléter mon travail de recherche et d'enseignement par d'autres activités. J'ai également suivi plusieurs formations validées par l'école doctorale.

B.1 Formation doctorale

B.1.1 Ecoles

J'ai participé à une suite d'école dont le thème était la météorologie de l'espace (Space Weather : Science, Missions and Systems) organisée par l'ESA. La première session s'est déroulée sur deux semaines à Alpbach, en Autriche (juillet 2013). Les soixante étudiants en master, thèse ou école d'ingénieur ont été répartis en quatre équipes, chargées chacune de développer une mission sur le thème de l'école. Cette expérience a été très enrichissante et pour ma part j'ai beaucoup appris sur l'interaction entre scientifiques et ingénieurs lors d'une mission spatiale, ainsi que sur le travail d'équipe. Le projet de mon équipe a été récompensé par le prix de la meilleure question scientifique et de la meilleure présentation orale, suite à la présentation de notre projet devant un jury d'expert présidé par Roger Bonnet.

Suite à cette école, nous avons présenté nos projets lors d'une session de la dixième European Space Weather Week à Anvers, en novembre 2013. Nous avons par la suite publié notre projet, appelé « PAC2MAN » dans un numéro spécial de la revue « Space Weather and Space Climate ». Cet article est disponible à la fin de cette annexe.

Cette école a connu une continuation sous le nom de « Post-Alpbach », une école d'une semaine à Graz, en Autriche (décembre 2013), au cours de laquelle 15 étudiants de l'école d'été se sont retrouvés autour d'un des quatre projets imaginés six mois plus tôt, avec pour but de le développer de manière plus concrète. Ce projet rebaptisé « Carrington » a été présenté sous forme de poster à l'assemblée générale de l'EGU (European Geophysical Union) à Vienne (mai 2014).

J'ai également suivi une école « Solar Orbiter » d'une semaine à l'Aquila, en Italie (septembre 2014), qui m'a permis de me familiariser avec les différents instruments embarqués sur le satellite,

mais également de faire la connaissance de différents acteurs de la mission.

B.1.2 Cours doctoraux

J'ai également suivi les cours doctoraux « Dynamisme, Magnétisme et Spectroscopie des étoiles » et « Histoire des Sciences » de l'école doctorale 127.

B.2 Représentation étudiante au conseil de laboratoire

J'ai été élue représentante étudiante au conseil de département du LESIA pour deux ans au cours de ma thèse. Ce fut une expérience très enrichissante, notamment lors des conseils ou j'ai pu améliorer ma compréhension du fonctionnement de la recherche, et d'une unité mixte du CNRS. J'ai également été le lien entre les étudiants et la direction du LESIA, ce qui a été humainement très intéressant. Enfin, j'ai participé à l'organisation de la journée des thèses du LESIA, qui est une journée conviviale destinée à mettre en valeur le travail innovant des doctorants.

B.3 Organisation de la conférence Elbereth

Pendant deux ans, j'ai fait partie du comité d'organisation de la conférence Elbereth, qui est une conférence organisée par et pour les étudiants en Astronomie et Astrophysique d'Ile de France. Cette expérience fut riche en émotions. Ce fut l'occasion de se familiariser avec la planification d'une conférence, la gestion d'un budget, la demande de subventions, la recherche d'intervenants... en amont de la conférence ; ainsi que la gestion de la conférence pendant son déroulement : installer les salles, accueillir et informer les participants, être à la chaire de certaines sessions, préparer un buffet de clôture.

J. Space Weather Space Clim., 5, A5 (2015)
DOI: 10.1051/swsc/2015005
© J. Amaya et al., Published by EDP Sciences 2015

SWSC

EDUCATIONAL ARTICLE OPEN ACCESS

The PAC2MAN mission: a new tool to understand and predict solar energetic events

Jorge Amaya[1,*], Sophie Musset[11], Viktor Andersson[2], Andrea Diercke[3,4], Christian Höller[5,6], Sergiu Iliev[7], Lilla Juhász[8], René Kiefer[9], Riccardo Lasagni[10], Solène Lejosne[12], Mohammad Madi[13], Mirko Rummelhagen[14], Markus Scheucher[15], Arianna Sorba[16], and Stefan Thonhofer[15]

[1] Center for mathematical Plasma-Astrophysics (CmPA), Mathematics Department, KU Leuven, Celestijnenlaan 200B, Leuven, Belgium
[*]Corresponding author: jorgeluis.amaya@gmail.com
[2] Swedish Institute of Space Physics, Lund, Sweden
[3] Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany
[4] Institut für Physik und Astrophysik, Universität Potsdam, 14476 Potsdam, Germany
[5] Faculty of Mechanical and Industrial Engineering, University of Technology, Vienna, Austria
[6] Department for Space Mechanisms, RUAG Space GmbH, Vienna, Austria
[7] Aeronautical Engineering Department, Imperial College London, London, UK
[8] Department of Geophysics and Space Research, Eötvös University, Budapest, Hungary
[9] Kiepenheuer-Institut für Sonnenphysik (KIS), Schöneckstraße 6, 79104 Freiburg, Germany
[10] Department of Aerospace Engineering, University of Bologna, Italy
[11] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Universit Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
[12] British Antarctic Survey, Natural Environment Research Council, Cambridge, England, UK
[13] Micos Engineering GmbH, Zürich, Switzerland
[14] Berner & Mattner Systemtechnik, Munich, Germany
[15] Physics Department, University of Graz, Graz, Austria
[16] Blackett Laboratory, Imperial College London, London, UK

Received 28 February 2014 / Accepted 2 December 2014

ABSTRACT

An accurate forecast of flare and coronal mass ejection (CME) initiation requires precise measurements of the magnetic energy buildup and release in the active regions of the solar atmosphere. We designed a new space weather mission that performs such measurements using new optical instruments based on the Hanle and Zeeman effects. The mission consists of two satellites, one orbiting the L1 Lagrangian point (Spacecraft Earth, SCE) and the second in heliocentric orbit at 1AU trailing the Earth by 80° (Spacecraft 80, SC80). Optical instruments measure the vector magnetic field in multiple layers of the solar atmosphere. The orbits of the spacecraft allow for a continuous imaging of nearly 73% of the total solar surface. In-situ plasma instruments detect solar wind conditions at 1AU and ahead of our planet. Earth-directed CMEs can be tracked using the stereoscopic view of the spacecraft and the strategic placement of the SC80 satellite. Forecasting of geoeffective space weather events is possible thanks to an accurate surveillance of the magnetic energy buildup in the Sun, an optical tracking through the interplanetary space, and in-situ measurements of the near-Earth environment.

Key words. Space weather – Spacecraft – Missions – Coronal mass ejection (CME) – Flare

1. Introduction

The Photospheric And Chromospheric and Coronal Magnetic field ANalyzer (PAC2MAN) mission is the result of an intensive 2-week academic exercise performed in the framework of the "ESA Alpbach Summer School 2013 – Space Weather: Science, Missions and Systems". The main goal of our project is to understand the origin of energetic solar activity and their impact on the Earth environment. A precise forecast of the initiation of solar flares and coronal mass ejections (CME) and their impact on the Earth environment is still impossible due to the shortcomings of our current scientific knowledge and the inadequacy of the space missions in service today. We propose a new space mission that seeks to fill the gaps in our scientific understanding of space weather. The mission measures the three-dimensional structure of the magnetic field in the solar atmosphere, the propagation speed of interplanetary CME (ICME) between the Sun and the Earth, and the plasma properties at 1AU and in the near-Earth environment. The Photospheric And Chromospheric and Coronal Magnetic field ANalyzer (PAC2MAN) is a space mission dedicated to the study of eruptive solar events by analyzing the evolution of the magnetic field in these three layers of the solar atmosphere. The mission follows space weather events from their formation in the Sun to their impact on the Earth environment. All the technical and scientific solutions presented in this paper were designed and evaluated during the 2-week duration of the school.

It is impossible to forecast with precision the effects of space weather events on the Earth environment using the

This is an Open Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License (http://creativecommons.org/licenses/by/4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

currently available scientific and engineering tools. The reason why some of these events have a stronger effect than others is not completely identified. The impact level of the events is measured by their geoeffectiveness, i.e. their ability to cause geomagnetic storms. These can be measured by different geomagnetic indices like the *Dst* or *Ap* indices.

Statistical analysis of observations has shown that 70% of Earth-oriented ICMEs cause geomagnetic storms. This percentage gradually reduces to 60% for limb ICMEs and 0% for back oriented CMEs (see Gopalswamy et al. 2007). Studies of the correlation between in-situ measurements and solar disk observations have shown that the majority of the Earth-oriented ICMEs originate within the 50° central meridian of the Sun (see Cane & Richardson 2003). However, their geoeffectiveness cannot be forecasted: roughly the same number of events produces quiet ($Dst = -1$ nT), weak ($Dst = -30$ nT), strong ($Dst = -50$ nT), and intense ($Dst = -100$ nT) geomagnetic storms (see Mustajab & Badruddin 2013).

Stronger magnetic storms have been associated with large north-south components of the interplanetary magnetic field (IMF) and high solar wind speeds (see Mustajab & Badruddin 2013). However, by the time such parameters can be measured by satellites stationed at the L1 Lagrangian point, the forecast time of how geoeffective they will be is limited to less than 1 h. The situation is worse if we consider the effects of solar flare radiation traveling from the Sun to the Earth in minutes at speeds close to the speed of light (see Curto & Gaya-Piqué 2009).

To forecast space weather conditions that are hazardous to humans and technology, we need a tool to study the processes of CME initiation and acceleration in the Sun and the high energy particle acceleration and propagation towards the Earth (see Feynman & Gabriel 2000). It has been observed that magnetic energy buildup plays a major role in the initiation of the events (see Feynman & Martin 1995; Reinard et al. 2010). To understand this initiation process, we must track the evolution of magnetic structures in active regions of the solar photosphere, chromosphere, and corona (see Owens & Crooker 2006). Observations in the days previous to the events will be used to forecast the exact day of eruption. Accurate measurements of the magnetic topology and energetic conditions in the Sun will be correlated to the in-situ measurements of plasma conditions near the Earth. Improved forecasting models of ICME and flare geoeffectiveness can be derived from these observations.

A detailed description of the scientific background of the mission is presented in Section 3. The mission profile and the engineering solutions are presented in Section 4. Finally, a detailed description of the optical and in-situ instruments is given in Section 5.

2. Mission objectives

The proposed mission has the following operational and scientific objectives:

Primary objective: Understand and predict the initiation and development of potentially hazardous CMEs and flares.

Secondary objective: Determine the speed and direction of CMEs in order to forecast near realtime solar wind conditions close to Earth.

A successful mission will be characterized by the following accomplishments:

- The new measurements of the magnetic field will lead to improved models of CME initiation and propagation (see Luhmann et al. 1998).
- The mission will detect how likely a flare or a CME will emerge in a given region of the Sun, with high statistical significance, 2–3 days before their occurrence, improving the forecast accuracy reported by Reinard et al. (2010).
- Improved models will correlate solar magnetic conditions with their effects on the near-Earth environment, leading to better forecasts of CME and flare geoeffectiveness.

3. Scientific background

The amount of energy released during the most intense solar events can reach 10^{32} erg, which makes them the most powerful events in the solar system (see Woods et al. 2006; Kretzschmar 2011; Schrijver et al. 2012; Aulanier et al. 2013; Cliver & Dietrich 2013). This magnetic energy is stored in non-potential magnetic fields associated with electric currents in the solar atmosphere. The magnetic energy available in an eruptive event is called "free energy" and is by definition the difference between the potential and the non-potential energy. Magnetic flux emergence can increase the amount of free energy available in an active region, raising the complexity of the magnetic field and its non-potentiality.

Under such circumstances, an instability can lead to magnetic reconnection and to a topology closer to the potential configuration. During the reconnection process magnetic energy is released that can trigger flares and/or CMEs. The magnetic energy is transferred in the form of particle acceleration, plasma motion (ejection of material), and plasma heating (see Emslie et al. 2004). To calculate the energy budget of an eruptive event it is necessary to measure the amount of free energy available in the active region before the event and the amount of energy effectively released during the event.

The evolution of the coronal magnetic field and electric currents in active regions is a key observable to predict eruptive events such as flares and CMEs days before their occurrence. The magnetic topology of the Sun is usually measured in the photosphere using the Zeeman effect: the spectral lines observed are split in three components of different polarization states due to the presence of the magnetic field. However, in the corona the Zeeman splitting is usually small compared to the thermal broadening.

One of the most promising methods to measure the coronal magnetic field is the interpretation of the Hanle effect in spectral lines. In the corona, the light of spectral lines formed in the lower layers is scattered, introducing a linear polarization in the 90° direction which can be observed in off-limb coronal structures. The direction and degree of the polarization are modified in the presence of a local magnetic field. These modifications depend both on the direction and the strength of the local magnetic field. In addition, the Hanle effect can be measured by integration over the whole line profile. This property can be used to observe faint spectral lines. However, the analysis of the Hanle effect in a single line cannot give complete information about the local magnetic field because only two parameters of the polarization are measured. Therefore, Hanle measurements have to be combined with other observations in order to calculate the three components of the magnetic field (see Bommier & Sahal-Brechot 1982). The Hanle sensitivity to the magnetic field strength is not the same for all lines: some lines are useful to determine strong magnetic fields, whereas other lines are adapted to probe weaker fields (see Sahal-Brechot 1981; Judge et al. 2001).

Table 1. The two main instruments currently providing magnetograms in the photosphere.

Instrument	SDO/HMI	Hinode/SOT/SP
Method	Images in six wavelengths and four polarization states	Spatial and spectral scan of region
Spectral lines	Fe I at 617.33 nm	Fe I doublet at 630.15 nm and 630.25 nm
Field of view	Full disk	Active region
Spatial resolution	0.5 arcsec	0.32 arcsec
Time resolution	12 min	≈45 min (scan duration)

3.1. Previous work

Today only the photospheric magnetic field is continuously measured whereas the coronal field is deduced from numerical models using the former as boundary conditions. Potential and force-free models are used for the extrapolations (see Cheung & DeRosa 2012), but this method gives uncertain results due to electric currents and non-force-free conditions in the chromosphere and transition region, as well as small scale currents missing in the numerical extrapolations. The extrapolations are also sensitive to the errors in the boundary conditions (e.g. the observational errors in the measurements of the photospheric magnetic field). Reviews of the non-linear force-free extrapolation methods and discussion of their limitations can be found in Demoulin et al. (1997), Amari et al. (1997), McClymont et al. (1997).

A recent study by Sun et al. (2012) failed to quantify the magnetic free energy loss during a major flare using this technique. This example shows the limitations of coronal magnetic field extrapolations. The authors of the publication were able to study the evolution of the free energy in an active region before and after the flare. Before the X2.2 flare a progressive increase of the free energy is observed and a sudden decrease follows after the occurrence of the flare. The decrease of free energy is equal to $(3.4 \pm 0.4) \times 10^{31}$ erg, which is of the same order of magnitude of the energy observed in accelerated electrons (5×10^{31} erg). This is intriguing since other components of the event must also be powered including the CME kinetic energy, which is usually greater than the non-thermal energy of accelerated electrons (see Emslie et al. 2004).

3.1.1. Measurements of the photospheric magnetic field

The two main instruments recording magnetograms in the photosphere are the Helioseismic Magnetic Imager (HMI) on board the Solar Dynamic Observatory (SDO) and the Spectropolarimeter in the Solar Optical Telescope (SOT) on Hinode (see Scherrer et al. 2012). They provide spectropolarimetric measurements in iron lines and their characteristics are listed in Table 1.

These spectropolarimetric measurements lead to a calculation of the vector magnetic field in each spectral line (i.e. at a given altitude), via the interpretation of the Zeeman effect for each line. The magnetic field strength and direction can be calculated from the measurement of the full Stokes parameters in one line profile.

The main difference between the two instruments is that Hinode/SOT scans an active region and thus provides two magnetograms (because two lines are observed) in 45 min (duration of scan) for one active region. Because these two lines are close together in wavelength, the magnetograms represent the magnetic field at two close altitudes in the solar photosphere. Therefore Hinode provides the spatial variation of the magnetic field not only in the plane parallel to the solar surface, but also in the direction perpendicular to it. This provides the possibility of calculating the three components of the electric current density from the curl of B.

SDO/HMI measures the vector magnetic field in only one plane. Gradients of the field cannot be obtained in the perpendicular direction to the plane, and therefore only the vertical component of the curl of B can be deduced. However, the time resolution used by the HMI instrument is high enough to follow the evolution of the magnetic structures in active regions. It also makes full-disk magnetograms so all active regions can be observed at the same time.

3.1.2. Measurements of the chromospheric magnetic field

Chromospheric magnetic fields have been successfully measured using the spectropolarimetric observations in the sodium D1/D2 doublet (at 589.59 nm and 589.00 nm) with the THEMIS Solar Telescope, a ground-based instrument producing spectropolarimetric observations of active regions. The Zeeman effect has been interpreted to produce magnetic field vector maps in the two lines and electric current density vector maps for several active regions. The use of a doublet is advantageous because it provides the three components of the current density, and not simply the vertical one.

3.1.3. Measurements of the coronal magnetic field

Measurements of the coronal magnetic field have been performed along sight lines to radio sources that allow Faraday rotation measurements (see Patzold et al. 1987; Mancuso & Spangler 1999). This technique provides information only along the line of sight between the instrument and the radio source, and only by interpolation and careful modeling is able to be used to produce 2D maps of the coronal magnetic field. Other types of measurements have been performed using the Faraday rotation of polarized solar radiation (see Alissandrakis & Chiuderi Drago 1995).

The measurement of magnetic field strength in active regions in the low corona can be inferred with the observation of radio gyrosynchrotron emission (e.g. Gary & Hurford 1994). This technique has so far been used only for active regions with strong magnetic field: the measurements are difficult to analyze because the height of the radio sources is difficult to interpret.

The most promising technique that remains is the measurement of the full Stokes parameters (I, V, U, Q) in coronal spectral lines from the interpretation of different effects (longitudinal Zeeman effect, resonance polarization, Hanle effect). These measurements can only be obtained in the corona above the solar limb with a coronagraph (see Judge et al. 2001).

One of the most promising spectral lines for Hanle effect measurements is the hydrogen Lyman α line.

Bommier & Sahal-Brechot (1982) explored the theoretical potential of measurements of the coronal magnetic field using the interpretation of the Hanle effect from Lyman α. They concluded that this spectral line was a very promising way to provide Hanle effect analyses but that interpretations needed to be complemented by additional measurements in order to determine the three components of the magnetic field. One interesting option is to additionally measure the linear polarization in forbidden emission lines in the infrared range.

Raouafi et al. (2009) confirmed that Hanle effect measurements in UV spectral lines are a promising way of measuring the coronal magnetic field. They argue that the hydrogen Lyman α and β lines (121.516 nm and 102.572 nm) could be used to differentiate field strengths and make them complementary to each other.

One of the most promising infrared lines to measure the coronal magnetic field has already been used (see Lin et al. 2004). Spectropolarimetric measurements of the off-limb corona, in the emission line FeXIII (1075 nm), have been accomplished with an optical fiber-bundle imaging spectropolarimeter installed in a ground-based solar coronagraph (SOLARC). This forbidden coronal line has a high potential to determine the physical conditions of the plasma with a temperature of about 2 MK. This line is very sensitive to electron density (see Chevalier & Lambert 1969; Flower & Pineau des Forets 1973). Lin et al. (2004) measured the full Stokes linear and circular polarized intensity in this line and produced the first two-dimensional coronal magnetic field map (coronal magnetogram).

Recently, the off-limb magnetic field has been measured with a ground-based instrument, the Coronal Multi-channel Polarimeter (COMP), integrated into the Coronal One Shot coronagraph at Sacramento Peak Observatory (see Tomczyk et al. 2008). The spectropolarimetric measurements in the forbidden FeXIII emission lines at 1074.7 nm and 1079.8 nm and the chromospheric line HeI at 1083.0 nm have been used, with the interpretation of the Zeeman and Hanle effects combined in the corona to calculate the vector magnetic field, and to produce 2D maps of the magnetic field.

3.2. Scientific requirements for the PAC2MAN mission

In order to improve our analysis of the free energy buildup and release in the corona, as well as the development of instabilities in the active regions, we need to:

- improve the extrapolation: include non-linear effects introduced by current systems in the corona using alternative models others than force-free field. This advanced modeling is still difficult to achieve (see Judge et al. 2001)
- measure continuously the magnetic field in other layers of the Sun (chromosphere, transition region, corona) to add more constraints on the magnetic field, current systems, and magnetic energy. Perform simultaneously direct measurements of magnetic field vector and electric current density (via the curl of magnetic field) in several layers of the solar atmosphere.

Our mission fulfills the second requirement, by providing simultaneous measurements of the magnetic field in the photosphere, chromosphere, and low-corona, with a high time cadence and spatial resolution. It provides data to follow the evolution of magnetic field and magnetic free energy in the corona, and then to understand the magnetic thresholds leading to eruptive events. A continuous data recording and a constant communications link with ground stations provide the means to predict the intensity of eruptive events such as flares and CMEs days before their occurrence.

The measurements in the photosphere and in the chromosphere are performed with spectropolarimetric observations in two doublets, to provide the three components of the magnetic field and of the electric current density in these layers. These measurements use the interpretation of the Zeeman effect near the disk center where the projection effects are negligible. The measurements of the coronal field are obtained from the off-limb corona using a coronagraph interpreting the Hanle effect. A detailed three-dimensional reconstruction of the photospheric and the chromospheric magnetic fields is possible using a stereoscopic view. To attain this goal, measurements of the center of the solar disk obtained from an L1 orbit can be complemented with observations of the off-limb coronal magnetic field performed from a second spacecraft at nearly 90°.

The magnetic field reconstructions are compared against images obtained with a UV imager placed in each spacecraft. This instrument provides images of the chromospheric and coronal plasma loops that follow the 3D coronal magnetic field. White-light observations (scattered light) are also used to estimate physical properties and the global topology of the corona.

To obtain a complete picture of the full space weather system, additional measurements must be performed in the space between the Sun and the Earth. Using the stereoscopic placement of the satellites to advantage, it is possible to track Earth-directed CMEs. Observations of the scattered light of the ejections with an additional coronagraph and a Heliospheric Imager allow determination of the exact direction of propagation and velocity of ICMEs. In-situ measurements of the solar wind conditions at 1 AU provide an additional characterization of the effects of solar events in the interplanetary environment.

4. Mission profile

The PAC2MAN mission is composed of two satellites and a network of ground tracking stations that monitors the Sun and interplanetary space between Sun and Earth from two nearly orthogonal positions: the Spacecraft Earth (SCE) satellite orbits around L1 and the Spacecraft 80 (SC80) is placed in a heliocentric orbit trailing the Earth by 80°.

4.1. Orbit design

Among the constraints that guided the placement of the two spacecraft we defined:

- *Scientific constraints*: a constant stereoscopic view of the interplanetary space from the Sun to the Earth, off-limb measurements of the solar atmosphere, and in-situ measurements of the solar wind at 1 AU and near the Earth.
- *Engineering constraints*: data transmission rates from the spacecraft, thermal control, power supply, injection orbits, and cost of the mission.

During the design phase different orbits were considered. These considerations led to the following final selected orbits (see Fig. 1).

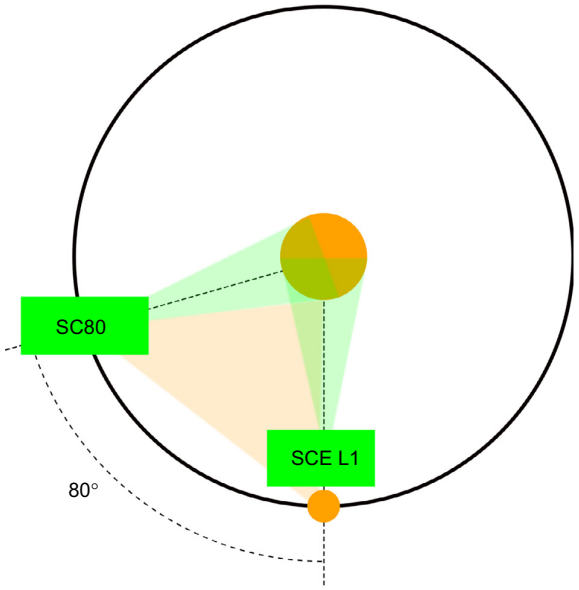


Fig. 1. Sketch of the orbits of the two spacecraft in the ecliptic plane relative to the Earth and the fields of view of the optical instruments.

4.1.1. Spacecraft 80 (SC80)

The SC80 follows the same elliptical orbit as the Earth but with a smaller True Anomaly (80° less than the Earth's), i.e. it trails the Earth during its orbit.

To put the spacecraft in orbit, two main maneuvers need to be performed. The first one, at Earth's apogee, using a ΔV value of 1.02 km s^{-1} inserts the spacecraft into an elliptical orbit with an eccentricity $\epsilon = 0.0678$. The spacecraft makes two lapses in this transfer orbit in order to build up the required tilt. This operation requires a total time of 26.7 months.

The second maneuver applies a ΔV of 1.02 km s^{-1} in the opposite direction again at the apogee. This second maneuver places the spacecraft in its final orbit and is provided by the spacecraft thrusters.

4.1.2. Spacecraft Earth (SCE)

The second satellite follows a Halo Lissajous orbit around L1 (see parameters in Table 2). A Soyuz launcher provides the necessary c3 energy to enter the orbit, while 10 N thrusters provide the necessary ΔV for orbit maintenance in this unstable orbit. The estimated transfer time is 3.5 months.

Using STK[1] we constructed a free non-escape orbit through velocity increments along the escape direction showing that a $\Delta V \approx 13.5$ m s^{-1} is required for orbit maintenance. Comparing those values to the ones of SOHO and Herschel of 2.4 m s^{-1} and 1 m s^{-1}, respectively, a nominal value of $\Delta V \approx 10$ m s^{-1} per year was assumed for orbit maintenance. For the nominal mission lifetime of 6 years this translates to a $\Delta V \approx$ m s^{-1}. Corrections during orbit entrance require an additional $\Delta V \approx 65$ m s^{-1}, adding to a total $\Delta V \approx 125$ m s^{-1}.

[1] Systems Tool Kit (STK) is a software package commonly used for the calculation of complex orbital dynamics.

Table 2. Parameters associated to the unstable Halo Lissajous orbit of SCE around the L1 point.

Axis	Amplitude of oscillation (km)	Orbital period (days)
X	2.6×10^5	177.566
Y	8.3×10^5	177.566
Z	4×10^5	184

4.2. Spacecraft design

3D-CAD models of the two spacecraft are shown in Figures 2 and 3. The SC80 presents a more complex design required for the telemetry, tracking, and command (TT&C) and propulsion subsystems, but the remaining subsystems are very similar.

A solar wind analyzer and optical instruments on SC80 point toward the Sun with a narrow field of view. The only instrument pointing in a different direction is the HI Instrument which has a field of view of 42° with a pointing to 29° elongation. The SCE in-situ instruments are placed following the measuring constraints, which include magnetic cleanliness, orientation in the parker spiral direction, and shadowing from the Sun.

Figure 4 shows the main components of the spacecraft. The subsystems were analyzed in detail and in the following sections we present the selected characteristics for each of them. Notice in particular the difference in the sizes of the antenna and the propellant tanks, and the inclusion of a boom in the SCE.

4.2.1. Propulsion

Engine design is dictated by the ΔV necessary for orbit acquisition and represents a fine balance between fuel efficiency, thrust requirements, mass, and reliable operational time. The mission requires one primary engine for the SC80 orbit injection and several secondary engines, on both spacecraft, for attitude control and orbit corrections. Several possible propulsion systems were considered, including those with a low Technology Readiness Level (TRL) like electric propulsion, but we chose to use a standard chemical bi-propellant. All engines use monomethylhydrazine (MMH) as fuel, oxidized with dinitrogen tetroxide (N_2O_4). Both chemicals are stored in tanks of different volume (Astrium OST 01/X for SC80 and OST 31/0 for SCE). The volume ratio between the fuel and oxidizer is 1.65. The system consists of eight pairs of Astrium S10-21 thrusters (12 + 4) for redundancy. The SCE is outfitted with four additional 10 N thrusters, while SC80 incorporates a single primary Astrium Apogee S400 – 15.

4.2.2. Attitude control system (ACS)

The attitude control system (ACS) is used to perform attitude corrections to maintain the pointing accuracy within the required limits of the optical instruments. The sensors consist of a High Accuracy Star Tracker system (HAST) composed by two Star Sensor Heads (SSH) and one Star Sensor Electronics Unit (SSEU), an Inertial Reference Unit (IRU), and two Sun Sensors (SS). The actuators consist of four Reaction Wheels (RW) and a set of 16 Hydrazine thrusters.

The ACS was designed to fulfill the requirements of the most sensitive optical instrument, the Magnetic Imager, that requires an accuracy of 0.5 arcsec and an exposure time of 4 s during science mode. These requirements can be met by

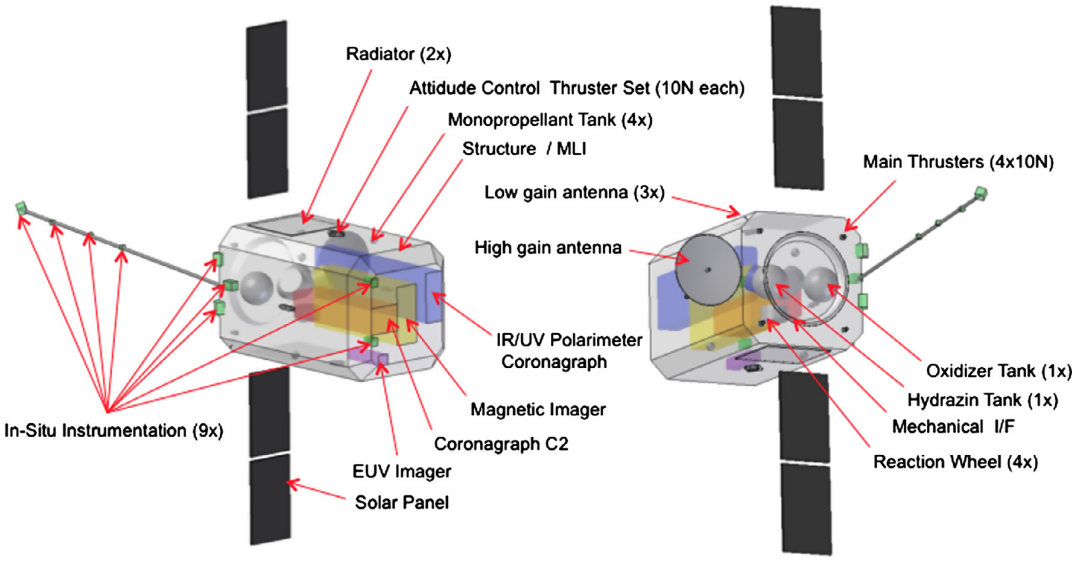


Fig. 2. Two views of the SCE. Some of the plasma instruments are placed in a 6 m boom behind the spacecraft, shadowed from the Sun. Optical instruments and low energy solar wind detectors point toward the Sun.

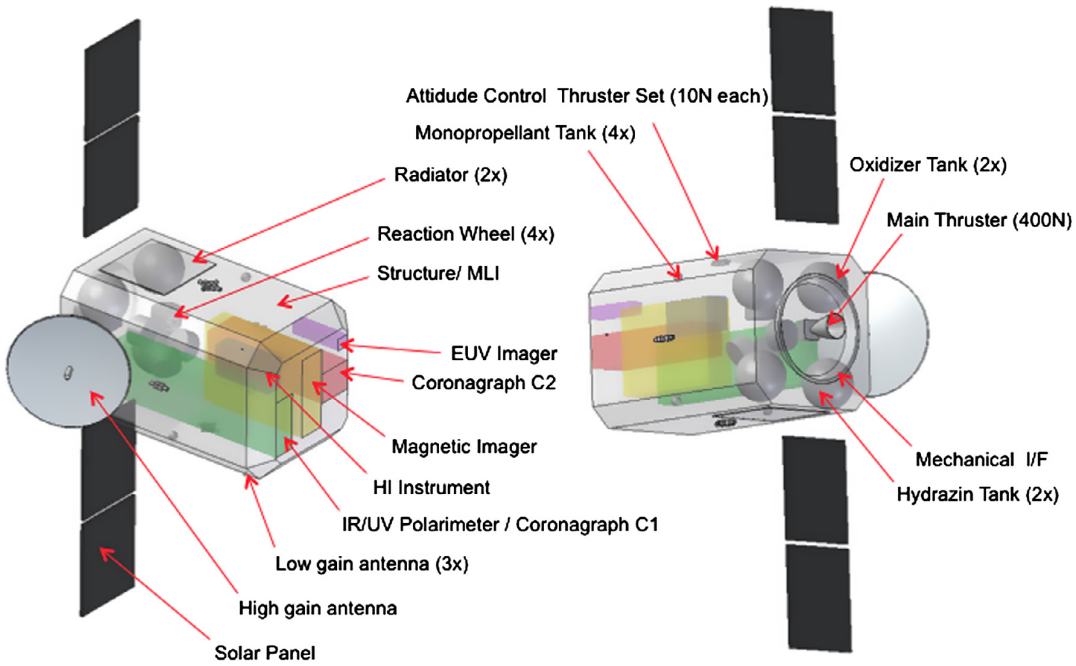


Fig. 3. Two views of the SC80. Optical instruments point toward the Sun. A main thruster is used to inject the satellite in the final orbit. Only one in-situ instrument is installed on board this satellite facing the Sun.

combining the HAST and IRU systems, with the first one giving a 0.1 arcsec pointing accuracy before exposure and the second giving the rate errors to interpret the data with a bias drift of 0.0005 arcsec per second. This allows for a total drift of 0.1 arcsec during exposure time. The main ACS control modes are the following:

– *Coarse Sun Acquisition*: used right after the injection into orbit and during orbit maintenance operations. The SS provides the attitude and the RW slew the vehicle to the Sun. In case of saturation of the wheels, thrusters are used to offoad the stored momentum.
– *Fine Sun Acquisition*: the star tracker in the HAST system provides information to the RW in order to put boresight within 0.5 arcsec from the target.
– *Science Mode*: star trackers provide pitch and yaw errors while the IRU provides rate errors for data handling. The RW maintains the required pointing and stores the daily momentum buildup from environmental torques.

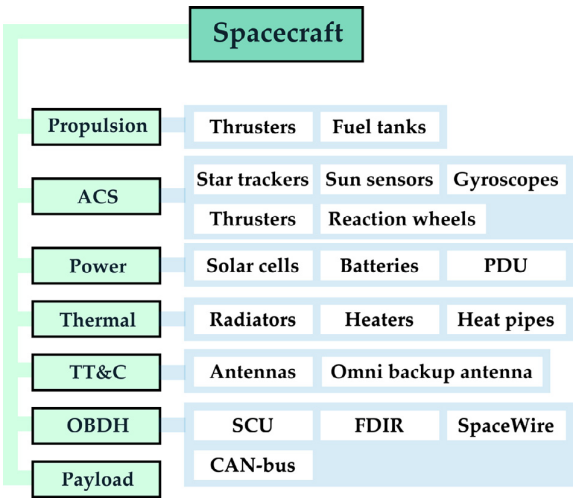


Fig. 4. Block diagram of the different spacecraft subsystems.

Table 3. Power budget for each spacecraft.

Subsystem	SCE (W)	SC80 (W)
Payload	226	109
Propulsion	21	24
ACS	42	47
TT&C	60	350
OBDH	21	24
Thermal	21	24
Power	63	71
Total consumption	436	557
With 20% margin	523	668
Total power available after 11 years	654	823

– *Safe Mode*: only the SS and the IRU provide attitude determination to maintain a low power consumption and ensuring a coarse pointing for thermal safekeeping.

The total torque applied by external perturbations was calculated to estimate the ACS fuel consumption. In the selected orbits only two perturbations are important: magnetic torque and Solar Radiation pressure torque. Assuming the presence of a magnetic field of 1 μT (WCS), a dipolar charging for the spacecraft of 1 A m^{-2}, a reflectivity of 0.6 mm, and a displacement of 0.5 m between the center of mass and the center of radiation pressure a value of 31.7 μNm were found (with a 50% margin). Taking this torque into account and knowing the moments of inertia we estimated that in order to keep the pointing within the accuracy threshold of 0.5 arcsec the RW needs to be used for adjustments only after 10 s. With an exposure time of 4 s the accuracy is guaranteed. Considering a thruster torque of 7.5 Nm the amount of fuel necessary for corrections is 1.12 kg per year (including a 100% margin).

4.2.3. Power

The power subsystem provides, stores, and distributes the necessary power for the spacecraft bus and payload operations. Solar arrays have been dimensioned with their end of life performance at a distance of 1 AU from the Sun. The power storage system supports each spacecraft in the worst-case scenario of control loss for up to 12 h. This also includes a power distribution unit (PDU). The overall power consumption for both spacecraft has been identified as non-critical for the final design. Table 3 shows that the main power consumer for SC80 is the communications subsystem, while payload is the main power consumer for SCE. The solar panel area is 2.2 m^2 for SCE and 2.7 m^2 for SC80.

Table 4. Link budget calculations used for communications analysis.

Spacecraft	SCE	SC80
Daily data volume	43.2 GB	910 MB
Data rate	10,485 kbit s^{-1}	200.6 kbit s^{-1}
Transmission power	15 W	160 W
Antenna diameter	0.5 m	2.3 m
Distance	1.5 Mkm	193 Mkm
Link-margin	4.6 dB	3.2 dB

4.2.4. Thermal

The spacecraft are maintained at a room temperature of 20 °C. Some of the remote sensing instruments have a low operating temperature and require active cooling, but these are addressed by the relevant payload design. Both satellites are assumed to have one constantly Sun-facing side. The thermal radiation and the solar reflection from the Earth are considered negligible. Heat pipes provide an effective passive heat transfer from internal heat sources and from the Sun-facing side to the radiators.

4.2.5. Telemetry, tracking, and control

A link budget was calculated for each satellite in order to design a telemetry, tracking, and control subsystem (TT&C) which fulfills the mission requirements.

Both satellites operate at a frequency of 8500 MHz (X-Band). Even though Ka-Band provides larger antenna gains, X-Band transmissions are less demanding regarding elevation, angle, or phase shift compensation of ground stations. Three 15 m X-Band ESTRACK ground stations allow for continuous communications with the spacecraft. Each of them has an approximate relative alignment of 120°. Continuous communication reduces the necessary down-link bit rate.

Reliable communications are obtained using a code rate of 1/2. Even though this doubles the necessary data rate (−3 dB) it leads to an additional coding gain of 6 dB. BPSK modulation is used in order to minimize the bit energy to noise ratio demand to the least possible value (9.6 dB for a maximum bit error rate of 10^{-5}).

Both satellites use high gain, narrow beam, parabolic antennas for scientific and operational data. In addition, low gain omnidirectional antennas are used in case of a failure of the main antenna. The noise at the receiving antenna at the X-Band frequency causes an additional link degradation of 15.2 dB.

The link-margin, generally required to be above 3 dB, was calculated for both satellites and is shown in Table 4.

4.2.6. On-Board Data Handling

The On-Board Data Handling subsystem (OBDH) consists of dedicated control units for each module. A Satellite Control Unit (SCU) handles the housekeeping, such as regular

Table 5. Mass budget of each spacecraft. Values are given in kg.

	Safety margin (%)	SCE	SC80
Payload	20	206.7	204.0
Propulsion	5	14.4	110.3
ACS	5	90.3	90.3
TT&C	5	52.5	88.0
OBDH	10	22.0	33.0
Thermal	10	42.4	56.2
Power	5	62.2	75.0
Structure	5	127.2	168.5
System margin	25	154.1	206.3
S/C Dry mass		770.9	1031.6
Propellent		86.1	496.0
S/C Wet mass	5	857.0	1527.6
Adaptor		150.0	150.0
Launched mass		1007.0	1677.6
Launcher potential		2150.0	2150.0
Launcher margin		1143.0	422.4

temperature and pressure measurements, as well as Failure Detection, Isolation and Recovery (FDIR) based on the derived information from other sub-control units. The SCU interprets and executes commands which are forwarded by the communication-control subsystem and handles the data before it is sent to Earth. The data is recorded on a solid-state mass memory which can store up to 70 GB.

Two separate modules for the Service (SVM) and the Payload (PLM) report back to the SCU. The PLM consists of a payload controller, a data processing unit and thermal controlling subsystem. The SVM consists of an attitude and orbit controller, a propulsion controlling unit, a communication controller as well as a controlling unit for the thermal system. A dedicated power control unit is used to manage the power source, the power storage and the power distribution. The control units belonging to the PLM are attached to a high speed SpaceWire network while the controllers of the service module use a CAN-Bus to communicate within the satellite.

4.3. Mass budget

The mass of each one of the subsystems is based on available information of past missions, published catalogs, and personal experience from expert consultants. The mass budget was calculated for each individual subsystem considering safety margins as shown in Table 5.

4.4. Launchers

The mission is designed for an operational lifetime of 6 years covering a period of maximum solar activity. The satellites will reach their final orbit 3 years before the predicted maximum of solar cycle 26. Delays of the launch date could lead to operations during solar minimum below optimal operation conditions. Operations in such case will still allow measurement of up to 0.5 CMEs/day (see Gopalswamy et al., 2003).

Two Soyuz rockets taking off from Kourou, French Guiana, are used to launch the spacecraft to the required transfer orbits. The first launcher injects SC80 into an elliptic transfer orbit through an Earth escape orbit with c3 = 1.15 $km^2 s^{-2}$. The second launcher injects SCE into its Lissajous orbit through an Earth escape orbit with c3 = 0.08 $km^2 s^{-2}$.

4.5. Cost estimation

Because we propose using two spacecraft, the Rough Order of Magnitude (ROM) budget for the full mission is similar to an ESA L-class mission. Many features in the design can drive down the total cost of the mission, including a possible platform heritage from Planck/Herschel, architectural similarities between the spacecraft, size of the satellites, and a possible shared launch for the SCE. Descoping options were also evaluated, but using current technology descoping is not recommended. A 6-year mission extension with a more operational Space Weather focus will add an extra 100 M€ to the cost (Table 6).

4.6. Risk assessment

Several scenarios representing different risks for the mission were evaluated and graded based on their likelihood (from low A, to high E) and their impact (from low 1, to high 5). A1 represent the lowest risk and E5 the highest. The most important risks are:

- Unavailability of scientific instruments close to launch time (B3). The IR and UV coronagraph (UVIRC) and the Multi-Magnetic Imager (MMI) have a TRL of 3. To mitigate this risk we planned for a close monitoring of the instrument developments and additional options in case of mission delay.
- Degradation of instruments due to constant solar exposure (B3). Especially a degradation of the polarimeter's filters. We propose to include in the final design a mechanism to switch spare filters in the filter wheels.
- Loss of SC80 spacecraft (A4). Although a critical risk, the SCE alone carries observational and in-situ instruments more capable than those on the ACE spacecraft.
- Loss of attitude control (C1). A customized Safe Mode and redundant sensors and actuators are implemented in both systems. One common issue associated to loss of attitude control is the inability to correctly point the solar panels, reducing the available power and forcing the use of batteries designed to last 12 h. To ensure attitude control a computationally demanding algorithm must be activated using CPU time available when the non-vital systems are turned off.
- Loss of SCE spacecraft (A3). In this scenario we will use already existing satellites at L1 to cover some measurements of SCE. SC80 provides Space Weather forecasting by measuring CMEs from Sun to Earth from that viewpoint.

5. Payload

5.1. Ultraviolet and Infrared Coronagraph (UVIRC) for spectropolarimetry in coronal lines

To calculate the three components of the magnetic field at different altitudes, for a large range of magnetic strengths, we need spectropolarimetric measurements in several lines. Our two satellites are equipped with two identical coronagraphs for spectropolarimetric measurements in infrared and ultraviolet spectral lines, as well as visible light. We detail here the choice of the lines observed to ensure a good measurement of magnetic fields in the corona, and then the design of the specialized instrument.

Table 6. The ROM cost estimation for the full PAC2MAN mission.

Activity	Cost (M€)
Launchers	120
SCE platform	250
SC80 platform	200
SCE operations	40
SC80 operations	50
Ground segment	100
ESA cost	760
Payload instruments and scientific data processing	420
Total cost	1180
Agency/management (included in total cost)	130

5.1.1. Choice of spectral lines

The hydrogen Lyman α and β are among the brightest coronal lines in the far ultraviolet spectrum. They have suitable sensitivity to determine the coronal magnetic field using the Hanle effect (see Raouafi et al. 2009). The Lα radiation comes mainly from the fluorescent scattering from the intense chromospheric underlying source (see Gabriel 1971; Bommier & Sahal-Brechot 1982), and the domain of sensitivity of this line to the Hanle effect lies in the range 12–600 Gauss. Lyman β has an important contribution from the electron collision (see Raouafi et al. 2009). It is sensitive to weaker field (maximum sensitivity around 15 G). Bommier & Sahal-Brechot (1982) suggested that a complete reconstruction of the three components of the magnetic field can be obtained using a combination of two observations: the first one is the interpretation of the Hanle effect in the Lα line, the second one is the determination of the direction of the magnetic field from the linear polarization of a forbidden line formed in the same region.

Our spectropolarimeter measures the full Stokes parameters in the two UV lines Lyman α and Lyman β, but also in three forbidden emission lines in the infrared. The infrared lines are FeXIII 1074.7 nm, FeXIII 1079.8 nm, and HeI 1083.0 nm. The two iron lines are forbidden coronal emission lines with a high potential to determine the direction of the coronal field (see Judge et al. 2001). The helium line is a forbidden chromospheric line, and provides an additional and complementary measure to the chromospheric magnetic field imager using the Zeeman effect in the sodium doublet (instrument MMI).

5.1.2. Instrument design

The design of the Ultraviolet and Infrared Coronagraph was inspired by the Visible light and IR Coronagraph (VIRCOR) proposed for the SolmeX mission (see Peter et al. 2012) and the MAGnetic Imaging Coronagraph (MAGIC) using a LYOT + concept (see Millard et al. 2004). The sketch illustrating the principles of the instrument is presented in Figure 6. The image does not contain all components of the instrument (e.g. internal baffles needed for straight light reduction are not shown for clarity). The low corona, between 1.1 R_S and 2.0 R_S, is observed with an internally occulted coronagraph with an aperture of 20 cm. The same aperture is used for infrared, visible and ultraviolet light, as it has already been proved to be possible in the Spectral Irradiance Monitor (SIM) instrument on the SORCE satellite (see Harder et al. 2005). The ultraviolet light is separated from the visible/infrared with a two-side-mirror, the two faces having different coatings.

The pointing accuracy is constrained by the occultation (1/15 of 1.1 R_S): therefore the instrument requires a pointing accuracy of 72 arcsec. The stability of 3 arcsec has to be kept during the longer exposure time of 20 s. The infrared lines FeXIII 1074.7 nm, FeXIII 1079.8 nm, and HeI 1083.0 nm are analyzed using a Liquid Crystal Variable Retarder device for both the polarimetry and the tunable wavelength selection, and a narrow-band tunable filter.

A six-stage birefringent filter is used to select different wavelengths. It needs to be maintained at a temperature of 30 °C, with a variation of less than 5 mC in 24 h. The detector is a Teledyne imaging HgCdTe 2048 × 2048 detector with pixel size of 15 µm. Observation of the K-corona is possible by diverting the light through a beam-splitter, followed by a tunable broad-band filter and a dichroic linear polarizer. The filtered photons are captured by an APS sensor 2048 × 2048 with pixel size of 15 µm. The UV HI Lyman α line at 121.6 nm is isolated with a high reflectivity Brewster's angle linear polarizer. An APS sensor 2048 × 2048 with pixel size of 15 µm is used to capture the filtered light.

The major issue in coronagraphic observations is the reduction of straight light. This becomes difficult when observing in the ultraviolet range, which is significantly fainter than optical and nearinfrared light. Internal baffles as well as photon traps are used to ensure the straight light reduction. The UV detectors require a special care throughout the mission. It is especially important to ensure the cleanliness of this instrument during the entire mission. The filters are replaced during the mission by a filter wheel mounted at the entrance of the instrument.

5.2. Multi-channel Magnetic Imager (MMI)

Measurements of the vector magnetic field (Stokes Vector) of the photosphere and the chromosphere are performed by imaging different spectral lines in the visible spectrum. To measure the fields in the photosphere we use the iron lines at 630.15 nm and 603.25 nm. For the chromosphere the sodium lines D1 (589.592 nm) and D2 (588.995 nm) are used. For each one of the four lines, Full-Disk images are recorded by a Multi-channel Magnetic Imager (MMI).

Figure 7 shows the design of the new instrument. It is roughly based on existing imagers such as HMI (SDO) and ASPIICS (Proba 3). The refracting telescope with a diameter of 14 cm ensures the required spatial resolution. The two lines are measured in parallel. The selection of iron and sodium lines and the protection against overheating due to sunlight are done by external filters (FWHM 5 nm) in a filter wheel. The different lines are selected using tunable liquid crystal Lyot filters which have to be heated to 300 ± 0.1 K.

Two CCD cameras (4096 × 4096 pixel) with a resolution of 0.5 arcsec/pixel allow the ability to distinguish between different important zones within an active region. These are passively cooled to 233 K and take a series of 24 pictures for two spectral lines simultaneously within 2 min, before the filter wheel switches to the alternative lines. Each of these series is then preprocessed on board to obtain images of continuum intensity, line of sight velocity, and magnetic field components. A complete set of observations is obtained every 4 min.

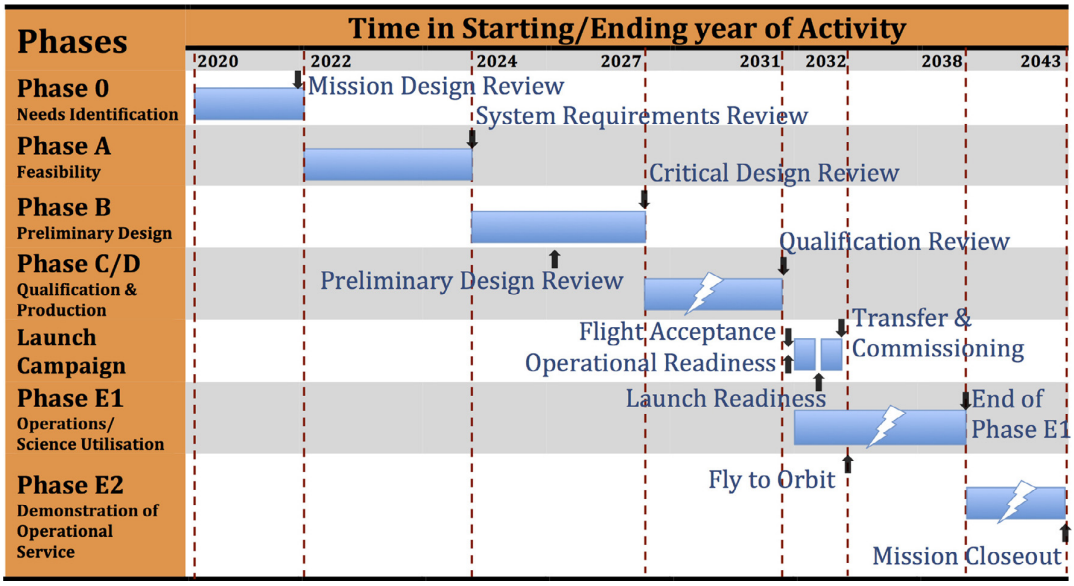


Fig. 5. Planed schedule for the construction and operation of the PAC2MAN mission.

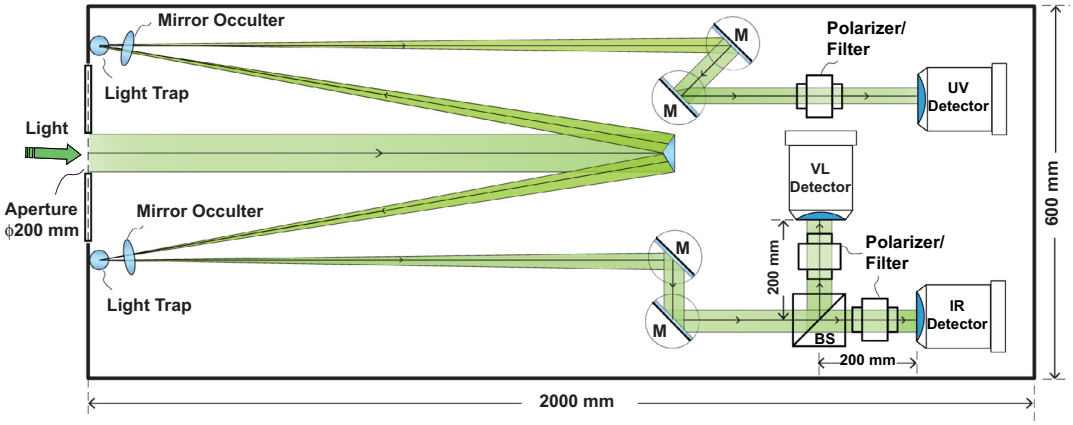


Fig. 6. Sketch of the spectropolarimeter. Only optical elements are needed for the understanding of the principle of the measurement (e.g. internal baffles are not shown).

5.3. Photospheric Magnetic Imager (MI)

The mission can monitor active regions in the Sun for 2 weeks before they are aligned with the Earth. The Stokes vector of the photosphere is measured using the FeI line at 617.3 nm. This type of observation has been already performed in previous missions. The MI is inspired by the HMI on SDO. A set of 24 images every hour allows to monitoring of the magnetic field components, line of sight velocity, and continuum intensity of the photosphere. Details of the instrument characteristics are given in Table 7.

5.4. Extreme Ultraviolet Imager (EUVI)

Compared to other parts of the solar atmosphere the corona emits light in fewer spectral lines. Current observations (STEREO, SDO, PROBA2) concentrate mainly on the FeIX/X line in Extreme UV (EUV). In particular, coronal loops, which are indicators of closed magnetic field lines, are visible in this line.

In order to investigate the onset of flares and CMEs images of the whole solar disk in this EUV line are essential. Measurements of the intensity in this line are achieved with imaging devices that use a narrow-band filter. We use the SWAP EUV imager (see Seaton et al. 2013) from the PROBA2 mission (see Santandrea et al. 2013) which takes images at 17.4 nm. Due to its novel and compact Ritchey-Chrétien scheme with an aperture of 33 mm it can be built in a compact form. It uses a new CCD technology and has a low power consumption of 5 W. The time cadence can be controlled and is currently set between 110 s and 120 s in the PROBA2 mission.

The field of view (FOV) ranges up to 1.6 R_S measured from the disk center. We do not need to make additional adaptations of

Table 7. Overview of the operational characteristics of the remote-sensing instruments.

Instrument	Onboard SCE	Onboard SC80	Wavelengths	FOV (R_{Sun})	Detector size (pix)	Pixel size (arcsec)	Observable
UV and IR coronagraph	×	×	HI Lyα (121.6 nm) HI Lyβ (102.6 nm) FeXIII (1074.7 nm) FeXIII (1079.8 nm) HeI (1083.0 nm) Visible (560 nm)	1.1–2	1024 × 1024	5	Magnetic field in low corona
Multi-Magnetic Imager	×		Fe I (630.15 nm) Fe I (630.25 nm) NaI (589.59 nm) NaI (588.99 nm)	<1.07	4096 × 4096	0.5	Magnetic field in photosphere and chromosphere
Magnetic Imager		×	Fe I (617.3 nm)	<1.07	4096 × 4096	0.5	Magnetic field in photosphere
White Light Coronagraph	×	×	400–850 nm	2–30	1024 × 1024	56	Velocity of CMEs near the Sun
Heliospheric Imager		×	400–1000 nm	130–216	1024 × 1024	148	Properties of the propagation of CMEs through interplanetary medium
EUV Imager	×	×	Fe IX/X (17.4 nm)	<1.6	1024 × 1024	3.2	Coronal structures

Table 8. Constraints of the remote-sensing instruments.

Instrument	Mass (kg)	Size (cm)	Power (W)	Data volume per day	Operation temperature (K)
UV and IR coronagraph	50	200 × 60 × 25	80	4.7 GB (SCE) 238 MB (SC80)	223 (detector) 303 (IR-polarimeter)
Multi-Magnetic Imager		150 × 70 × 30	95	37.8 GB	233 (CCD) 300 (tunable optics
Magnetic Imager	73	120 × 85 × 30	95	645 MB	233 (CCD) 300 (tunable optics
C2 Coronagraph	15	140 × 40 × 32	5	3.8 MB	193
Heliospheric Imager	15	65 × 33 × 20	10	0.4 MB	193
EUV Imager	11	56 × 15 × 12.5	5	21.6 MB	233–333

the SWAP instrument for our mission because it exactly fulfills the requirements. This allows observation of coronal dynamics on short time scales, e.g. at the onset of a CME.

5.5. White-light coronagraph

White-light coronagraphs on SCE and SC80 are essential for this mission. They provide a view on the solar corona by blocking the much brighter light of the photosphere. This is achieved by an occulter disk.

The most important criterion for the quality of a coronagraph is its ability to suppress stray light from the lower solar atmosphere. Due to the sharp decrease in intensity of the outer corona the white-light coronagraph has to cover an intensity range of several orders of magnitude.

We decided to use the heritage of the LASCO C3 coronagraph of the SOHO mission (see Brueckner et al. 1995) in order to gain a FOV of 2 R_S to 30 R_S and cover a brightness range from 10^{-8} to 10^{-11} of the Mean Solar Brightness (MSB). The Cor2 Coronagraph of STEREO uses the same technology but has a smaller FOV. The LASCO C3 has now been in space for 18 years and still produces high-quality images of the outer corona and interplanetary space. The external occulter guarantees a low stray light contamination.

Due to the low density and brightness, higher exposure times are needed in comparison with other PAC2MAN mission imagers. The exposure time of LASCO C3 (about 19 s) and its time cadence (24 min) is enough to fulfill the requirements of the PAC2MAN mission. With the White Light Coronagraph we are able to observe the outer corona and the beginning of CME propagation, including their speed and their direction of propagation.

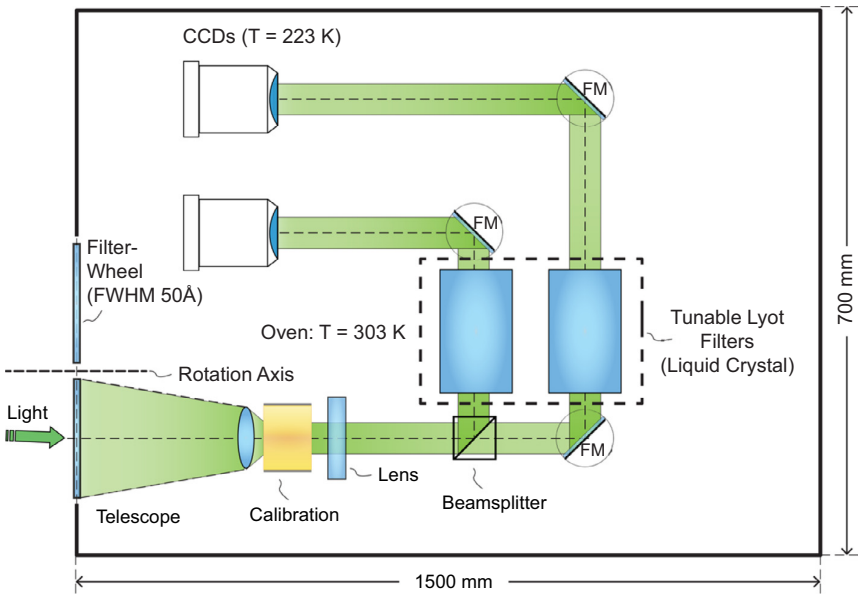


Fig. 7. Design of the new Multi-Magnetic Imager (MMI) instrument.

Limitations in the telemetry from SC80 will require the development of on-board processing algorithms that detect, analyze, and transmit only the sections of the image that contain the Earth directed CMEs. Such improvements should be part of subsequent mission design phases.

5.6. Heliospheric Imager

This instrument is present only in the SC80. Its design is based in the two Heliospheric Imagers installed on the STEREO spacecraft. The HI is designed for a stray light suppression of 10^{-14} B0 (B0 = solar disk intensity) and a wide angle field of view. For this mission the HI-1 imaging system is removed completely and the HI-2 field of view is reduced to 42° with a pointing to 29° elongation. The other main characteristics of the HI are listed in Table 7. Operational constraints of all remote-sensing instruments are presented in Table 8.

5.7. In-Situ instruments

Instruments are placed on the SCE spacecraft to measure the interplanetary plasma conditions near the Earth. The prediction of solar wind conditions and IMF orientation will help to define a set of improved input parameters for magnetospheric and ionospheric models. Due to telemetry constraints on the SC80 only one in-situ instrument, measuring the low energy solar wind, is included.

For these measurements we have three main instruments: The Low Energy Solar Wind Sensors (LEWiS), the High Energy Particle Sensors (HEPS), and the Fluxgate Magnetometer (MAG). These instruments are directly inherited from the Solar Orbiter particles package (see Müller et al. 2013). They cover a large array of energies, detect different types of particles, are lightweight, and have a low power consumption.

Solar wind and high energy plasma characteristics can be accurately correlated with observations made by the optical instruments. Numerical models based on both measurements will improve our understanding of the effects of solar events on the near-Earth environment.

5.7.1. Low Energy Solar Wind Sensors (LEWiS).

The first pack of instruments, LEWiS, measures solar wind bulk properties leading to the detection of CMEs and interplanetary shocks. Solar wind properties (velocity, density, temperature, magnetic field) fluctuate constantly causing geomagnetic storms of different intensities on the Earth. The pack includes the following three instruments:

– *The Electron Analyzer System*

The Electron Analyzer System (EAS) measures the velocity distribution function of electrons. Electrons arrive to the instrument from any direction due to their large thermal spread. To provide a full 4π sr field of view, the two sensors used have a ±45° aperture deflection and are mounted orthogonal to each other in the shadow of the spacecraft at the end of an instrument boom. Each of the orthogonal sensors consists of a pair of top-hat electrostatic analyzers with aperture deflection plates.

– *The Proton-Alpha Sensor*

The Proton-Alpha Sensor (PAS) measures the 3D velocity distribution function of the dominant solar wind species (protons and α-particles). It consists of an electrostatic analyzer with an ion steering (IS) system at the aperture. It has an angular resolution $\leq 2°$ across a field of view of $-17.5°$ to $+47.5°$ by $\pm 22.5°$ about the solar direction. This sensor is the only in-situ instrument installed in both spacecraft.

– *The Heavy Ion Sensor*

The Heavy Ion Sensor (HIS) analyzes the minor ion components of the solar wind, like major charge states of oxygen and iron, and 3D velocity distribution of some weakly ionized species (C^+, N^+, Mg^+, Si^+, Ne^+, He^+ etc). HIS measures five key properties: mass (range: 2–56 amu/q), charge, energy (0.5–100 keV/q for azimuth and 0.5–16 keV/q for elevation), and direction of incidence (θ, φ).

Table 9. Energy range in keV or keV/nuc for the sensors of the Low Energy Solar Wind Analyzer (LEWiS) for different energetic Particles.

Sensor	Electrons	Protons	Heavy Ions (C^+, N^+, Mg^+, Si^+, Ne^+, He^+, etc.)
EAS	0.001–5		
PAS		0.2–20	
HIS			0.5–100 for azimuth and 0.5–16 for elevation

Table 10. Energy range in MeV or MeV/nuc for the sensors of the High Energy Particle Sensor (HEPS) for different energetic particles (see Müller et al. 2013).

Sensor	Electrons	Protons	He	^{3}He	CNO	NeMgSi	Fe
STEIN	0.002–0.1	0.003–0.1	–	–	–	–	–
EPT	0.02–0.4	0.02–7	–	–	–	–	–
SIS	–	–	0.02–8	0.02–9	0.01–10	0.01–10	0.01–9
LET	–	1.5–20	1.4–19	1.8–21	2.5–40	3–50	3–70
HET	0.3–20	10–100	10–100	12–120	20–200	30–200	40–200

To measure these properties the LEWiS/HIS is made up of four contiguous parts: the solar faced entrance aperture and ion steering (IS) directs incoming ions from different elevations/azimuths toward the electrostatic module, followed by a time-of-flight (TOF) telescope and solid-state detectors (SSD).
In total it measures different energy ranges from a few eV to ~5 keV for electrons and ~0.2–100 keV/q for heavy ions and protons (Table 9). It has a total mass of ~15.9 kg. The LEWiS is inspired by similar instruments on board Solar Orbiter (see Müller et al. 2013), STEREO (see Kaiser et al. 2008), Ulysses (see Wenzel et al. 1992), and ACE (see Bernath et al. 2005).

5.7.2. High Energy Particle Sensor

The High Energy Particle Sensor (HEPS) measures high energy particles caused by solar energetic events (see Miralles & Almeida 2011). It measures the full composition of the energetic particles, velocity dispersion, and proton/electron intensities in various energy ranges from a few keV up to 200 MeV (see Table 10) (see Müller et al. 2013). It combines five separate sensors which share a common data processing unit. The different sensors have different FOV and are described next:

– *Supra-Thermal Electrons, Ions and Neutrals*

The first sensor of HEPS, the Supra-Thermal Electrons, Ions and Neutrals Telescope (STEIN), is a double-ended telescope. It uses a passively cooled silicon semiconductor detector (SSD) to measure supra-thermal particles with an energy range from 3 to 100 keV. To separate ions and electrons STEIN uses an electrostatic deflection system. The ions are stopped by the system up to an energy of 40 keV and neutrals up to 10 keV. The STEIN telescope has to be mounted on a boom and covers a field-of-view of 70° × 60°. The sensor is pointing into the direction of the Parker spiral.

– *Supra-thermal Ion Spectrograph*

The SIS detects heavy ions with an energy range of 8 keV/nuc–10 MeV/nuc, as well as ultra heavy ions in ^{3}He-rich solar flares below 1 MeV/nuc. It uses time-of-flight mass spectrometry (see Müller et al. 2013). The two telescopes with a FOV of 22° are pointing in the sun-ward and anti-sun-ward direction, detecting the particles when they pass through the entrance foil. The SSD detectors have a large detection area of ≈12 cm^2.

– *High-Energy Telescope*

The High-Energy Telescope (HET) detects high-energy particles with energy ranges of 10–100 MeV for protons, 20–200 MeV/nuc for heavier ions, and 300 keV–20 MeV for electrons. It deals with the energy ranges of larger solar events and allows a separation of ^{3}He/^{4}He isotope ratio of about 1%. The sensor uses a combination of solid-state detectors and a scintillator calorimeter. This allows us to use the dE/dx vs. total E technique for particle identification and energy measurements (see Müller et al. 2013). Two double-ended sensors are used, one pointing sun-ward and the other anti-sun-ward. The HET has a FOV of 50°.

– *Low-Energy Telescope*

The Low-Energy Telescope (LET) measures heavy ions from H to Ni with an energy range of 1.5–60 MeV/nuc. With the LET it is possible to resolve ^{3}He and multiple heavy ion species (Ne and Mg) in order to identify particle sources. The instrument uses six small stacks of silicon detectors. To get 3D information the sensor has three telescopes with an angular separation of 60°. The LET closes the energy gap between SIS and HET for heavy ion measurements.

– *Electron Proton Telescope*

The Electron Proton Telescope (EPT) measures electrons (energy range: 20–700 keV), protons (energy range: 20 keV–9 MeV), and their anisotropies with the magnet/foil-technique (see Müller et al. 2013). One of the two double-ended telescopes points along the Parker spiral and the other points 45° out of the ecliptic. The instrument closes the energy gap of electrons between STEIN and HET and the energy gap between STEIN and LET for proton energy ranges.

In total HEPS measures different energy ranges from few keV to 200 MeV for heavy ions, protons, and electrons. It has a total mass of 16.1 kg and an operation temperature of 233–333 K. The HEPS is inspired by Solar Orbiter (see Müller et al. 2013), STEREO (see Kaiser et al. 2008), SOHO (see Domingo et al. 1995), and ACE (see Bernath et al. 2005).

5.7.3. Magnetometer

The Magnetometer (MAG) measures the heliospheric magnetic field at the L1 point with a measuring range of ±500 nT. Using a dual fluxgate sensor the instrument reaches high precision of ≈4 pT (see Müller et al. 2013). Two detectors are used: one in the vicinity of the spacecraft and the second far away mounted in a boom. Interference from the spacecraft is extracted from the heliospheric magnetic field using an advanced dual sensor technique: it has been observed that beyond a certain distance, the induced magnetic field of the spacecraft can be assumed dipolar. This field can be separated from the background field by placing magnetometers at two different radial locations aligned with the center of the dipole (see Ness et al. 1971; Acuna 2002). Both detectors are mounted on the instrument boom in the shadow of the spacecraft. MAG has high time-resolution of 100 vectors/s.

6. Conclusions

The space mission presented in this paper is the result of the work performed by 15 young scientists and engineers in the framework of the ESA Alpbach Summer School 2013. All the technical and scientific solutions were developed in a time frame of 10 days.

There is currently a need for more precise measurements of the energetic content of active regions of the Sun. We propose in Section 3.2 that a continuous surveillance of the vector magnetic field at different altitudes in the solar atmosphere can be used to improve the modeling of the free magnetic energy that triggers CMEs and flares.

The objective of the mission is to identify several days in advance when eruptive events will take place on the Sun and then forecast their Earth-arrival once they erupt. Full coverage of the space weather event can be obtained by additional in-situ measurements of the plasma characteristics of the solar wind near the Earth.

To attain the objectives presented in Section 2, we place two spacecraft in different orbits: Spacecraft Earth (SCE) is located in an orbit around the Lagrangian L1 point, and Spacecraft 80 (SC80) is located in a heliosynchronous orbit at 1 AU trailing the Earth by 80°. Measurements of the vector magnetic field at different altitudes (photosphere, chromosphere and corona) are performed by a series of optical instruments. Two of the instruments were designed from scratch and are presented in Sections 5.1 and 5.2. The choice of spectral lines presented in Section 5.1.1 allows the detection of magnetic field components by interpreting the Hanle effect, never used before in a spaceborne instrument. The spectroscopic view obtained from the two spacecraft allows the instrument to perform accurate combined observations of the three-dimensional magnetic structures in the solar disk and in the off-limb region.

Plasma instruments mounted in the SCE measure the properties of the solar wind ahead of the Earth. Correlations between observations in the Sun and plasma characteristics will allow building new models for the forecasting of geoeffectiveness of space weather events. Section 5.7 shows details on the types of instruments used to detect electrons, protons, and heavy ions at different energy ranges. Fluxgate magnetometers measure the three components of the interplanetary magnetic field.

The mission profile and details about the engineering solutions proposed are presented in Section 4. We paid special attention in designing the spacecraft to include accurate constraints in terms of mass, control methods, communications, power supply, thermal balance, and cost.

For a total estimated cost of 1180 M€ we have designed a space weather mission that will track continuously, for 6 years, the evolution of eruptive events that affect human life and technology. CMEs and flares will be followed from days before their formation on the Sun to their effects in the Earth environment. This mission is a significant step forward for the forecasting of eruptive solar events and their geoeffectiveness.

Acknowledgements. The publication of the work presented in this paper received funding from the European Commission's Seventh Framework Program (FP7/2007-2013) under the grant agreement eHeroes (project 284461, eheroes.eu).

The main work for this project was performed during the ESA Summer School Alpbach 2013. We would like to thank the organizers of the summer school, the European Space Agency (ESA), the Austrian Research Promotion Agency (FFG), the International Space Science Institute (ISSI), the Association of Austrian Space Industries (AUSTROSPACE), and the Summer School director Michaela Gitsch.

Each participant would like to acknowledge the financial support for the participation in the Alpbach Summer School 2013 to the following institutions: CNES, the LABEX ESP, and ANR for their support through the "investissement d'avenir" program (Sophie Musset), DLR (René Kiefer), the Swedish National Space Board (Viktor Andersson), and the Swiss Committee on Space Research, Swiss Academy of Sciences (Mohammad Madi).

We wish to thank our summer school tutors, Marcus Hallmann and Manuela Temmer, for their excellent supervision and support. In addition we would like to thank Peter Falkner, Margit Haberreiter, Andre Balogh, Christian Erd, Juha-Pekka Luntama, Anik de Groof, Volker Bothmer, Denis Moura, Günther Reitz, Roger Bonnet, and all the tutors for the help they provided during the summer school, their feedback, and good ideas. The editor thanks Bernard Jackson and an anonymous referee for their assistance in evaluating this paper.

References

Acuna, M.H. Space-based magnetometers. *Rev. Sci. Instrum.*, **73 (11)**, 3717–3736, 2002, http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/73/11/10.1063/1.1510570.

Alissandrakis, C.A., and F. Chiuderi Drago. Coronal magnetic fields from Faraday rotation observations. *Sol. Phys.*, **160**, 171–179, 1995.

Amari, T., J.J. Aly, J.F. Luciani, T.Z. Boulmezaoud, and Z. Mikic. Reconstructing the solar coronal magnetic field as a force-free magnetic field. *Sol. Phys.*, **174**, 129–149, 1997.

Aulanier, G., P. Démoulin, C.J. Schrijver, M. Janvier, E. Pariat, and B. Schmieder. The standard flare model in three dimensions. II. Upper limit on solar flare energy. *A&A*, **549**, A66, 2013.

Bernath, P.F., C.T. McElroy, M.C. Abrams, C.D. Boone, M. Butler, et al. Atmospheric Chemistry Experiment (ACE): mission overview. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L15S01, 2005.

Bommier, V., and S. Sahal-Brechot. The Hanle effect of the coronal L-alpha line of hydrogen – theoretical investigation. *Sol. Phys.*, **78**, 157–178, 1982.

Brueckner, G.E., R.A. Howard, M.J. Koomen, C.M. Korendyke, D.J. Michels, et al. The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO). *Sol. Phys.*, **162**, 357–402, 1995.

Cane, H.V., and I.G. Richardson. Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996–2002. *J. Geophys. Res. [Space Phys.]*, **108 (A4)**, 2003, ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/2002JA009817.

Cheung, M.C.M., and M.L. DeRosa. A method for data-driven simulations of evolving solar active regions. *Astrophys. J.*, **757**, 147, 2012.

Chevalier, R.A., and D.L. Lambert. The excitation of the forbidden coronal lines. I: Fe XIII λλ 10747, 10798 and 3388. *Sol. Phys.*, **10**, 115–134, 1969.

Cliver, E.W., and W.F. Dietrich. The 1859 space weather event revisited: limits of extreme activity. *J. Space Weather Space Clim.*, **3 (26)**, A31, 2013.

Curto, J.J., and L.R. Gaya-Piqué. Geoeffectiveness of solar flares in magnetic crochet (sfe) production: I – Dependence on their spectral nature and position on the solar disk. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **71**, 1695–1704, 2009, ISSN 1364-6826. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682609001205.

Demoulin, P., J.C. Henoux, C.H. Mandrini, and E.R. Priest. Can we extrapolate a magnetic field when its topology is complex? *Sol. Phys.*, **174**, 73–89, 1997.

Domingo, V., B. Fleck, and A.I. Poland. The SOHO Mission: an overview. *Sol. Phys.*, **162**, 1–37, 1995.

Emslie, A.G., H. Kucharek, B.R. Dennis, N. Gopalswamy, G.D. Holman, et al. Energy partition in two solar flare/CME events. *J. Geophys. Res. [Space Phys.]*, **109**, A10104, 2004.

Feynman, J., and S.B. Gabriel. On space weather consequences and predictions. *J. Geophys. Res. [Space Phys.]*, **105 (A5)**, 10543–10564, 2000, ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/1999JA000141.

Feynman, J., and S.F. Martin. The initiation of coronal mass ejections by newly emerging magnetic flux. *J. Geophys. Res. [Space Phys.]*, **100 (A3)**, 3355–3367, 1995, ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/94JA02591.

Flower, D.R., and G. Pineau des Forets. Excitation of the Fe XIII spectrum in the solar corona. *A&A*, **24**, 181, 1973.

Gabriel, A.H. Measurements on the Lyman Alpha Corona (Papers presented at the Proceedings of the International Symposium on the 1970 Solar Eclipse, held in Seattle, U.S.A., 18–21 June, 1971.). *Sol. Phys.*, **21**, 392–400, 1971.

Gary, D.E., and G.J. Hurford. Coronal temperature, density, and magnetic field maps of a solar active region using the Owens Valley Solar Array. *Astrophys. J.*, **420**, 903–912, 1994.

Gopalswamy, N., A. Lara, S. Yashiro, S. Nunes, and R.A. Howard. Coronal mass ejection activity during solar cycle 23. In: A. Wilson, Editor. *Solar Variability as an Input to the Earth's Environment*, volume 535 of ESA Special Publication, 403–414, 2003.

Gopalswamy, N., S. Yashiro, and S. Akiyama. Geoeffectiveness of halo coronal mass ejections. *J. Geophys. Res. [Space Phys.]*, **112**, 2007, ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/2006JA012149.

Harder, J., G. Lawrence, J. Fontenla, G. Rottman, and T. Woods. The spectral irradiance monitor: scientific requirements, instrument design, and operation modes. *Sol. Phys.*, **230**, 141–167, 2005.

Judge, P.G., R. Casini, S. Tomczyk, D.P. Edwards, and E. Francis. Coronal magnetometry: a feasibility study. *NASA STI/Recon Technical Report N*, **2**, 27999, 2001.

Kaiser, M.L., T.A. Kucera, J.M. Davila, O.C. St. Cyr, M. Guhathakurta, and E. Christian. The STEREO Mission: an introduction. *Space Sci. Rev.*, **136**, 5–16, 2008.

Kretzschmar, M. The Sun as a star: observations of white-light flares. *A&A*, **530**, A84, 2011.

Lin, H., J.R. Kuhn, and R. Coulter. Coronal magnetic field measurements. *Astrophys. J.*, **613**, L177–L180, 2004.

Luhmann, J.G., J.T. Gosling, J.T. Hoeksema, and X. Zhao. The relationship between large-scale solar magnetic field evolution and coronal mass ejections. *J. Geophys. Res. [Space Phys.]*, **103 (A4)**, 6585–6593, 1998, ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/97JA03727.

Mancuso, S., and S.R. Spangler. Coronal Faraday rotation observations: measurements and limits on plasma inhomogeneities. *Astrophys. J.*, **525 (1)**, 195, 1999, http://stacks.iop.org/0004-637X/525/i=1/a=195.

McClymont, A.N., L. Jiao, and Z. Mikic. Problems and progress in computing three-dimensional coronal active region magnetic fields from boundary data. *Sol. Phys.*, **174**, 191–218, 1997.

Millard, A., P. Lemaire, and J.C. Vial. EUV imager and spectrometer for Lyot and Solar Orbiter space missions. In: B. Warmbein, Editor. *5th International Conference on Space Optics*, volume 554 of ESA Special Publication, 351–354, 2004.

Miralles, M., and J. Almeida. *The Sun, the Solar Wind, and the Heliosphere*, Springer, IAGA Special Sopron Book Series, ISBN: 9789048197873, 2011.

Müller, D., R.G. Marsden, O.C. St. Cyr, and H.R. Gilbert. Solar orbiter. *Sol. Phys.*, **285 (1–2)**, 25–70, 2013, ISSN 0038-0938. DOI: 10.1007/s11207-012-0085-7.

Mustajab, F., and Badruddin. Relative geo-effectiveness of coronal mass ejections with distinct features in interplanetary space. *Planet. Space Sci.*, **82–83**, 43–61, 2013, ISSN 0032-0633. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063313000706.

Ness, N.F., K.W. Behannon, R.P. Lepping, and K.H. Schatten. Use of two magnetometers for magnetic field measurements on a spacecraft. *J. Geophys. Res.*, **76 (16)**, 3564–3573, 1971, ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/JA076i016p03564.

Owens, M.J., and N.U. Crooker. Coronal mass ejections and magnetic flux buildup in the heliosphere. *J. Geophys. Res. [Space Phys.]*, **111 (A10)**, 2006, ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/2006JA011641.

Patzold, M., M.K. Bird, H. Volland, G.S. Levy, B.L. Seidel, and C.T. Stelzried. The mean coronal magnetic field determined from HELIOS Faraday rotation measurements. *Sol. Phys.*, **109**, 91–105, 1987.

Peter, H., L. Abbo, V. Andretta, F. Auchère, A. Bemporad, et al. Solar magnetism eXplorer (SolmeX). Exploring the magnetic field in the upper atmosphere of our closest star. *Exp. Astron.*, **33**, 271–303, 2012.

Raouafi, N.E., S.K. Solanki, and T. Wiegelmann. Hanle effect diagnostics of the coronal magnetic field: a test using realistic magnetic field configurations. In: S.V., Berdyugina, K.N. Nagendra, and R. Ramelli, Editors. *Solar Polarization 5: In Honor of Jan Stenflo*, volume 405 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 429, 2009.

Reinard, A.A., J. Henthorn, R. Komm, and F. Hill. Evidence that temporal changes in solar subsurface helicity precede active region flaring. *The Astrophysical Journal Letters*, **710 (2)**, L121, 2010, http://stacks.iop.org/2041-8205/710/i=2/a=L121.

Sahal-Brechot, S. The Hanle effect applied to magnetic field diagnostics. *Space Sci. Rev.*, **29**, 391–401, 1981.

Santandrea, S., K. Gantois, K. Strauch, F. Teston, E. Tilmans, C. Baijot, D. Gerrits, A. De Groof, G. Schwehm, and J. Zender. PROBA2: mission and spacecraft overview. *Sol. Phys.*, **286**, 5–19, 2013.

Scherrer, P.H., J. Schou, R.I. Bush, A.G. Kosovichev, R.S. Bogart, et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Sol. Phys.*, **275**, 207–227, 2012.

Schrijver, C.J., J. Beer, U. Baltensperger, E.W. Cliver, M. Güdel, et al. Estimating the frequency of extremely energetic solar events, based on solar, stellar, lunar, and terrestrial records. *J. Geophys. Res. [Space Phys.]*, **117**, A08103, 2012.

Seaton, D.B., D. Berghmans, B. Nicula, J.-P. Halain, A. De Groof, et al. The SWAP EUV imaging telescope part I: instrument overview and pre-flight testing. *Sol. Phys.*, **286**, 43–65, 2013.

Sun, X., J.T. Hoeksema, Y. Liu, T. Wiegelmann, K. Hayashi, Q. Chen, and J. Thalmann. Evolution of magnetic field and energy in a major eruptive active region based on SDO/HMI observation. *Astrophys. J.*, **748**, 77, 2012.

Tomczyk, S., G.L. Card, T. Darnell, D.F. Elmore, R. Lull, P.G. Nelson, K.V. Streander, J. Burkepile, R. Casini, and P.G. Judge. An instrument to measure coronal emission line polarization. *Sol. Phys.*, **247**, 411–428, 2008.

Wenzel, K.P., R.G. Marsden, D.E. Page, and E.J. Smith. The ULYSSES mission. *A&AS*, **92**, 207, 1992.
Woods, T.N., G. Kopp, and P.C. Chamberlin. Contributions of the solar ultraviolet irradiance to the total solar irradiance during large flares. *J. Geophys. Res. [Space Phys.]*, **111**, A10S14, 2006.

Cite this article as: Amaya J., S. Musset, V. Andersson, A. Diercke, C. Höller, et al. The PAC2MAN mission: a new tool to understand and predict solar energetic events. *J. Space Weather Space Clim.*, **5**, A5, 2015, DOI: 10.1051/swsc/2015005.

Annexe C

RHESSI Nugget number 255

High-energy Electrons and Electric Currents during a Flare

Sophie Musset, Nicole Vilmer and Véronique Bommier
22 June 2015

Introduction

Energy release during solar flares is likely to occur in the solar corona, where energy can be stored magnetically. In a well-accepted scenario, the gradual buildup of energy in the corona involves the development of current sheets. These current sheets can be traced by their footprints (current ribbons measured at the photospheric level). What is the relation between the locations of these photospheric current ribbons and the X-ray sources tracing the energetic electrons during solar flares ? These electrons involve a major fraction of the total flare energy, it turns out. Nowadays, the combination of continuous polarimetric measurements with SDO/HMI and hard X-ray observations with RHESSI allows us to compare high quality vector magnetic field (and electric current density) maps and HXR observations of solar flares at the same time.

We have studied the relation between photospheric current densities and X-ray emission and their simultaneous evolution for the GOES X2.2 flare SOL2011-02-15 (Musset et al., 2015).

The X-ray Flare

This major flare is appropriate for this kind of study since it happened near the disk center, which allows good measurements of the vector magnetic field and reduces the projection effects. As the vector magnetic field is only measured at only one layer of the solar atmosphere, we can only infer the vertical component of the electric current flow. The RHESSI corrected count rates and the X-ray flux from GOES for the flare are presented in Figure 1.

Images were reconstructed with the CLEAN algorithm using detectors 2 to 9, at times shown by the vertical dotted lines in Figure 1, which correspond to peaks in the high energy emission ($>$ 25 keV).

The photospheric magnetic field and vertical current-density maps

Spectropolarimetric data from SDO/HMI allow the calculation of the full 3D vector magnetic field at the photospheric level. A map obtained in this way for active region 11158 at 01 :48 UT is shown in Figure 2 (left). Then the vertical current density at the photospheric level is calculated from the curl of the magnetic field. The corresponding map is shown in Figure 2 (right).

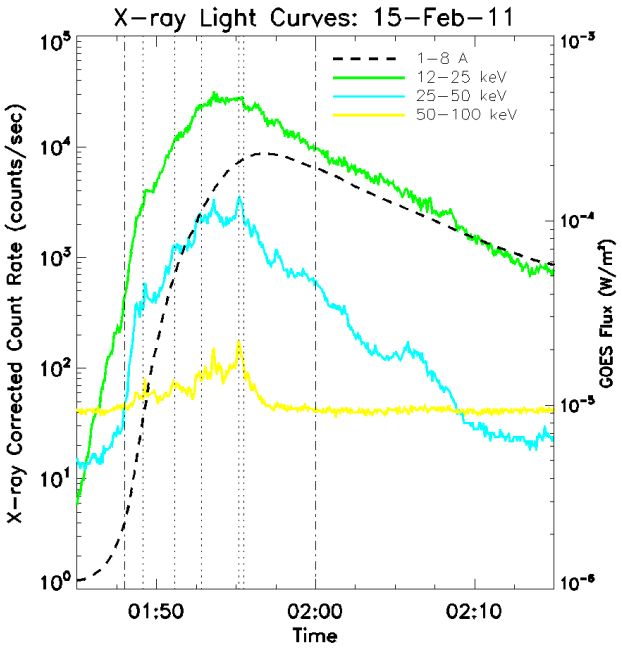


Figure C.1 – RHESSI count rates in 12-25 keV (green), 25-50 keV (blue) and 50-100 keV (yellow) and GOES light curve at 1-8 Å (dashed black). The vertical dotted lines represent the times chosen for X-ray imaging, and the dotted-dashed vertical lines show the times of the closest magnetic map available with SDO/HMI.

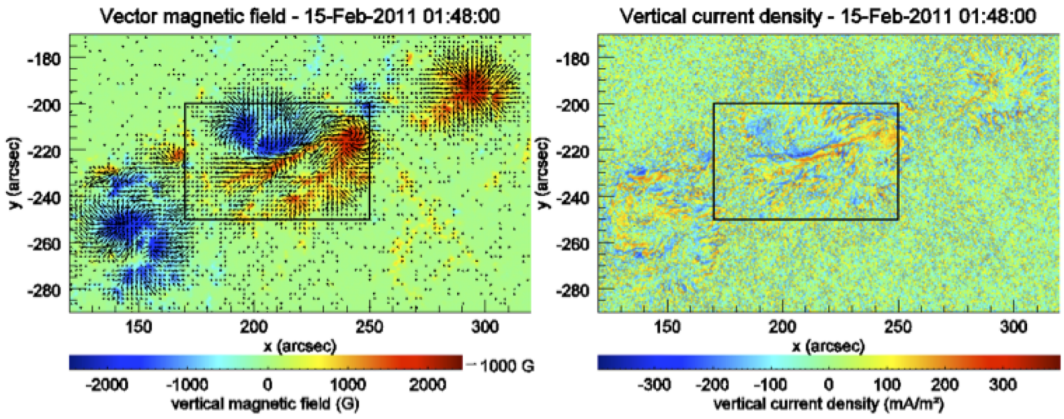


Figure C.2 – Vector magnetic field map (left) and vertical electric current density (right) of the active region NOAA AR 11158 produced from HMI data on February 15, 2011 at 01 :48 :00 UT. Left : arrows represent the horizontal component of the field (for horizontal field magnitude greater than 100 G) and the colors represent the intensity of the vertical magnetic field (see scale). Right : vertical component of the electric current density (see color scale). The black rectangle represents the field of view adopted for the next figures.

HMI produces a set of vector magnetic data every 12 minutes, and we thus can watch for changes on that time scale. The maps closest in time to the peak of the X-ray flare are at 01 :48 :00 and 02 :00 :00 UT (see dashed-dotted vertical lines in Figure 1). We are particularly interested in changes of the vertical current flow.

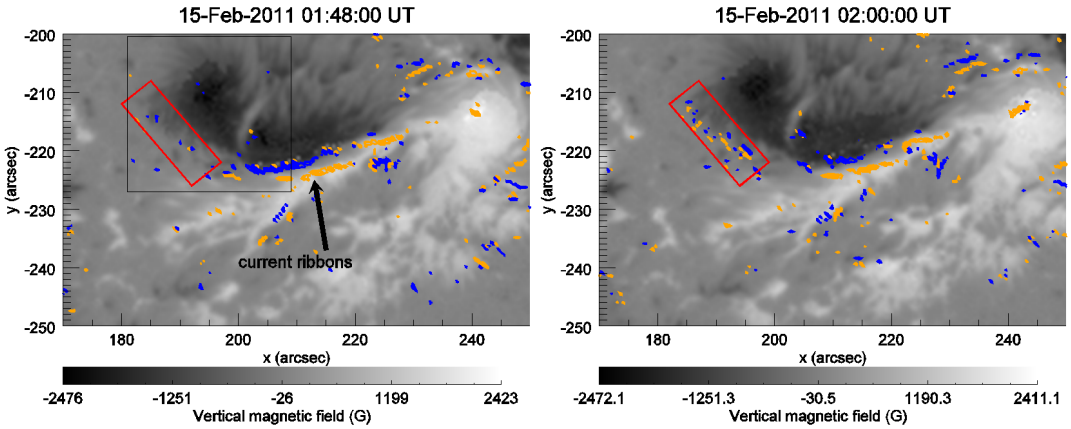


Figure C.3 – Vertical magnetic field (grey scale) and vertical current densities above 100 mA/m^2 (orange and blue contours for positive and negative densities respectively) at 01 :48 :00 UT (left) and 02 :00 :00 UT (right). The black arrow indicates the current ribbons extending from 195 arcsec to 230 arcsec in the y-direction. The red box illuminates the primary difference between the two maps : an increase of 15% of the current density between the two maps in this area.

The two magnetic maps at 01 :48 and 02 :00 are shown in figure 3. The current ribbons are clearly visible (the long and narrow current density structures between the two central magnetic polarities of the active region). These current ribbons are most likely the photospheric footprints of a coronal current sheet where magnetic reconnection can occur.

The vertical magnetic field does not show a significant evolution between these two maps, however, the vertical current density is evolving during the 12-minute gap between the two maps. In particular, the current density increases by 15% in the region marked by the red box in Figure 3.

Hard X-ray-emitting electrons and photospheric currents

Figure 4 shows the evolution of hard X-ray sources with time, overlaid on the vertical magnetic field and current density maps at the photospheric level obtained at 01 :48 UT (left) and 02 :00 UT (right).

The X-ray sources are evolving during the flare and their structure is quite complex. The 50-100 keV source labelled A in intervals (a), (b) and (c) is most likely to be a coronal X-ray source. The 50-100 keV sourced labelled D' and E in intervals (d) and (e) are the footpoints of a loop.

Two main results can be drawn from the superposition of X-ray emissions sites on the magnetic maps :

1. The part of the X-ray emission produced in an extended coronal source in intervals (a), (b) and (c) overlies the current ribbons observed at the photospheric level ;

2. The new X-ray source D' appearing at 50-100 keV in intervals (d) and (e) is located in the region where new vertical photospheric electric currents appeared between 01 :48 and 02 :00 UT. This observation shows a a clear link between particle acceleration and the current ribbons, which trace reconnecting current sheets.

These two results can be qualitatively explained in the an earier Nugget, where magnetic reconnection is most likely to occur on current sheets in the corona. Since X-ray emissions are the signatures of particle acceleration and since photospheric currents trace the footprints of coronal

current sheets, spatial and temporal correlation between these X-ray emitting sites and photospheric current ribbons can be expected. In addition, the evolution of magnetic reconnection sites on the course of the flare may lead to two linked consequence : the apparition of new sites of hard X-ray emissions and a change in the magnetic topology leading to an increase of the vertical current density at the photospheric level.

Conclusion

These observations show a spatial correlation between photospheric current ribbons and coronal X-ray sources. Moreover, for the first time, a conjoint evolution of hard X-ray emission and vertical current density at the photospheric level is observed during the course of a flare, and explained as the double consequence of the propagation of reconnection sites in the corona.

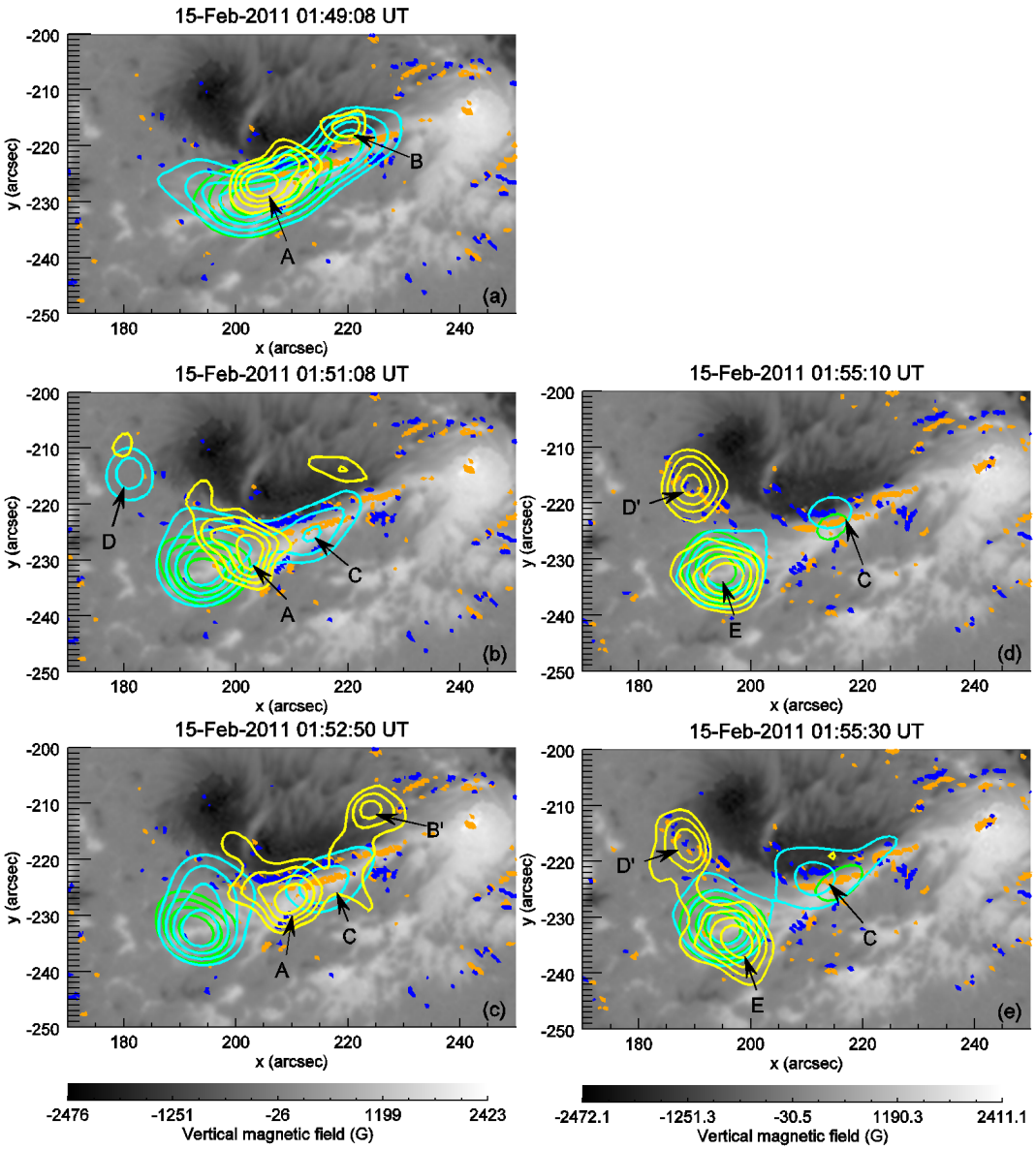


Figure C.4 – Magnetic field maps (grey scale) at 01 :48 UT (left) and 02 :00 UT (right) on February 15 2011. Orange and blue contours represent the positive and negative vertical current densities respectively, with amplitude > 100 mA/m^2. Green, cyan and yellow contours are 60, 70, 80 and 90 % contours of X-ray emissions at 12-25 keV, 25-50 keV and 50-100 keV respectively, integrated between (a) 01 :49 :00 and 01 :49 :16, (b) 01 :51 :00 and 01 :51 :16, (c) 01 :52 :42 and 01 :52 :58, (d) 01 :55 :02 and 01 :55 :18, and (e) 01 :55 :22 and 01 :55 :38 UT.

Annexe D

Choix du « beam factor » pour l'algorithme CLEAN

Comme mentionné en section 6.3.3 et 5.2, le choix du « beam factor » de l'algorithme CLEAN est déterminant pour l'évaluation des tailles des sources d'émissions X. Dans le cas de l'éruption du 21 mai 2004, présenté au chapitre 5, nous avons cherché la valeur optimale de ce facteur, en comparant des images CLEAN avec les autres algorithmes de reconstruction d'images disponibles. Nous avons donc pu comparer de manière quantitative les tailles estimées par ces différents algorithmes et choisir une valeur appropriée de ce paramètre pour l'algorithme CLEAN.

Dans cette étude, nous apportons un soin particulier à la détermination de la taille des sources X. Nous déterminons cette taille à partir de la taille mesurée à 50 % de la valeur maximum d'une image reconstruite avec l'algorithme CLEAN. Cet algorithme présente un paramètre variable, appelé le « beam factor », dont la valeur par défaut est 1. Nous avons fait varier ce facteur et comparé le résultat aux images obtenues par d'autres algorithmes : PIXON, visibility forward fit (VIS FFIT) et MEM NJIT (voir figure D.1). On a réalisé une image à 45-75 keV ou deux sources assez rondes sont visibles : il s'agit de deux formes assez simple pour que l'utilisation du VIS FFIT soit possible.

L'effet de ce facteur sur la taille est tout de suite visible et il est clair que l'utilisation de la valeur par défaut (1) de ce facteur semble sur-estimer la taille des sources, en comparaison avec les autres algorithmes de reconstruction d'image. En cherchant, visuellement, à avoir une taille similaire à la taille des sources sur l'image reconstruite avec VIS FFIT tout en gardant la forme un peu particulière (pas totalement circulaire) que l'on peut voir sur l'image reconstruite avec PIXON, nous pensons que l'image reconstruite avec CLEAN et avec un facteur de 1.7 semble approprié pour la suite de notre étude. Cela est confirmé par la comparaison des tailles obtenues avec les différents algorithmes de reconstruction d'image, pour les différentes sources, tel que montré par la figure D.2.

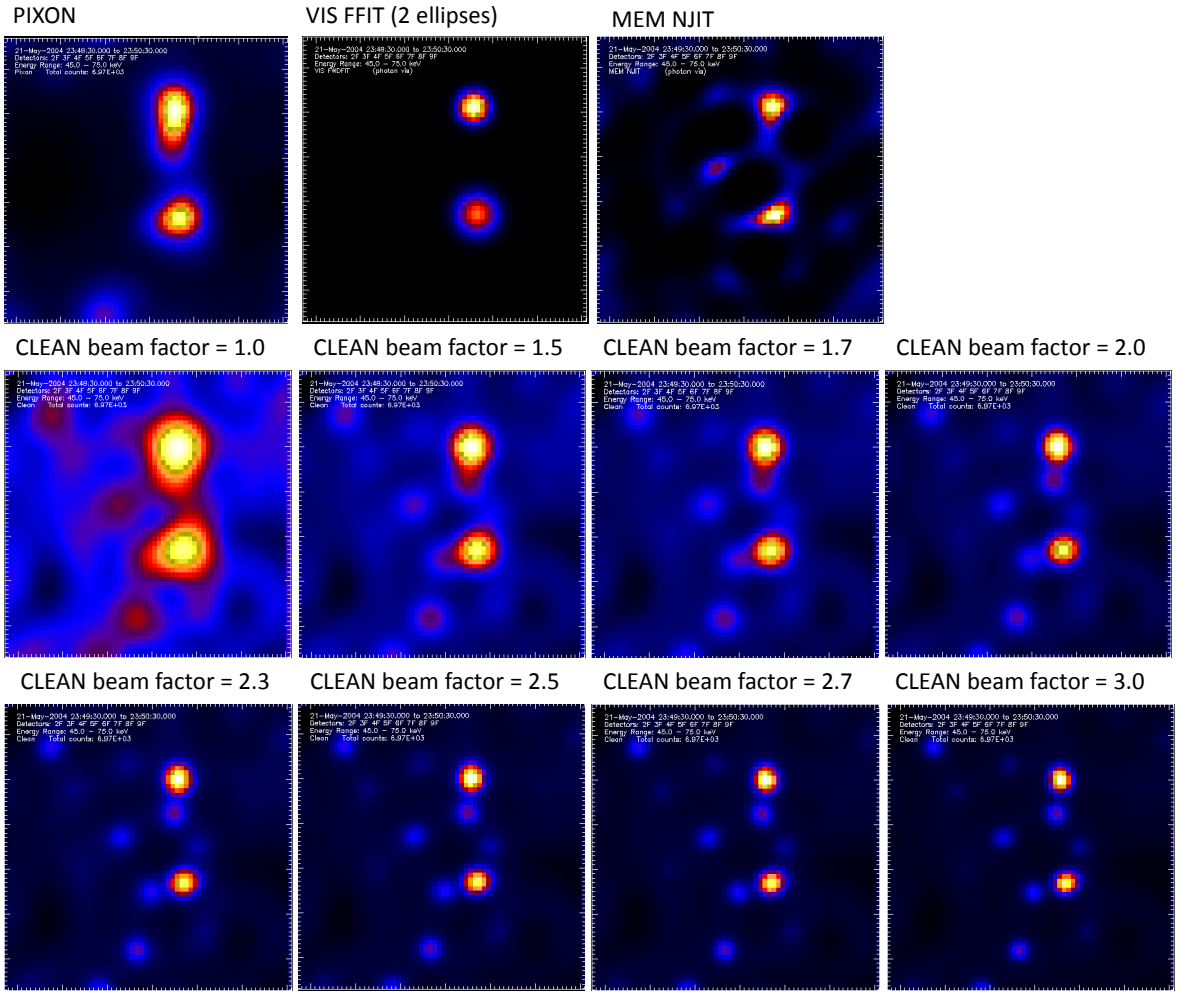


Figure D.1 – Image produite par différents algorithmes, pour l'intervalle de temps 23 :49 :30-23 :50 :30 TU, de 45 à 75 keV, avec tous les détecteurs sauf le premier. Première ligne (de gauche à droite) : images reconstruites avec les algorithmes PIXON, visibility forward fit, et MEM NJIT. Deuxième et troisième lignes : images reconstruites avec l'algorithme CLEAN, pour différentes valeurs du « beam factor », en partant de 1.0 (valeur par défaut) et jusqu'à 3.0.

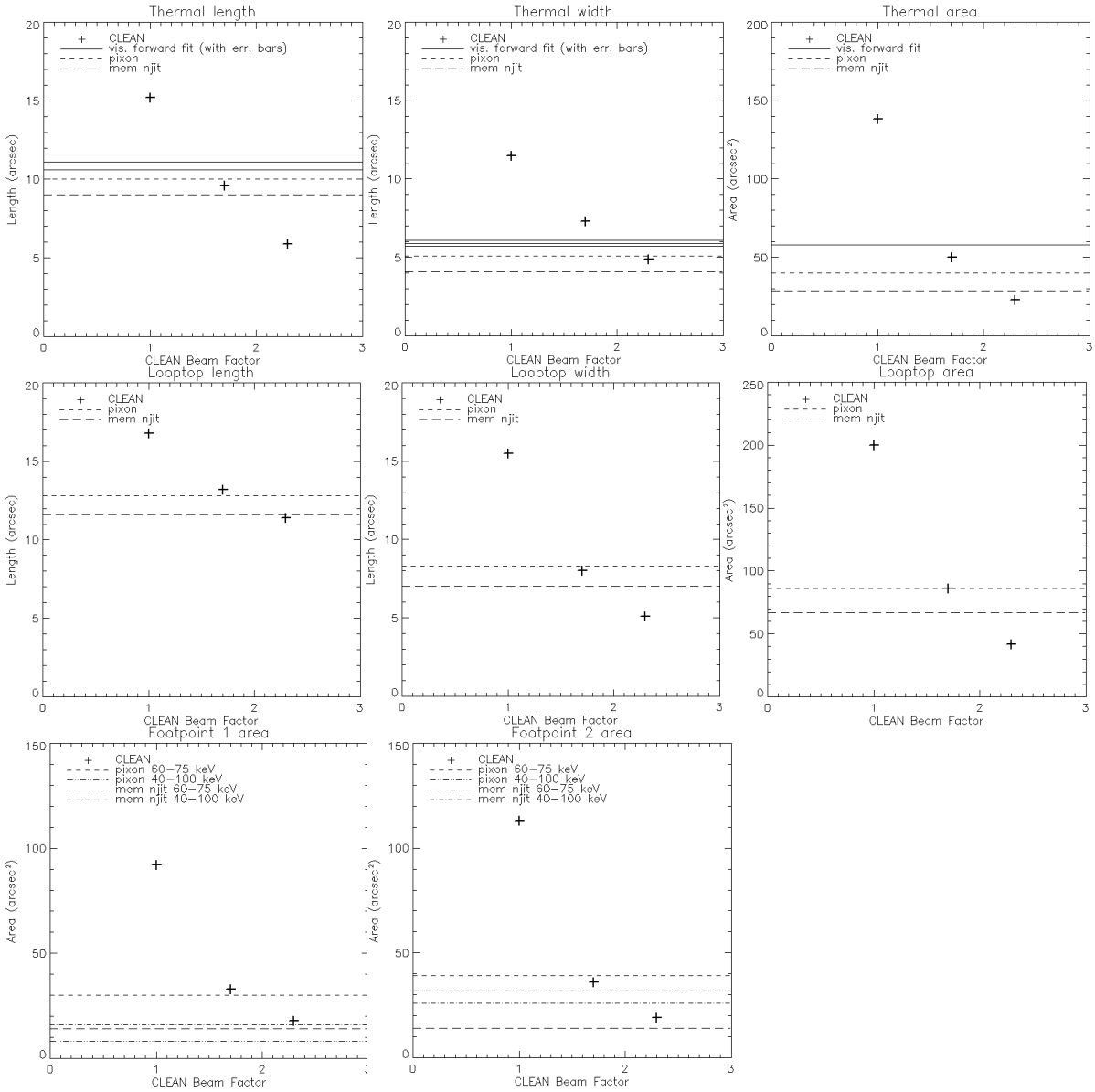


Figure D.2 – Evolution de la taille des sources (longueur pour les deux premières lignes, aire pour la dernière ligne) mesuré sur les images CLEAN, en fonction du beam facteur. Les lignes horizontales représentent la mesure de la taille réalisée avec les algorithmes PIXON, MEM NJIT et Visibility Forward Fit.

Annexe E

Détails concernant le développement logiciel pour STIX

E.1 Logiciel de bord

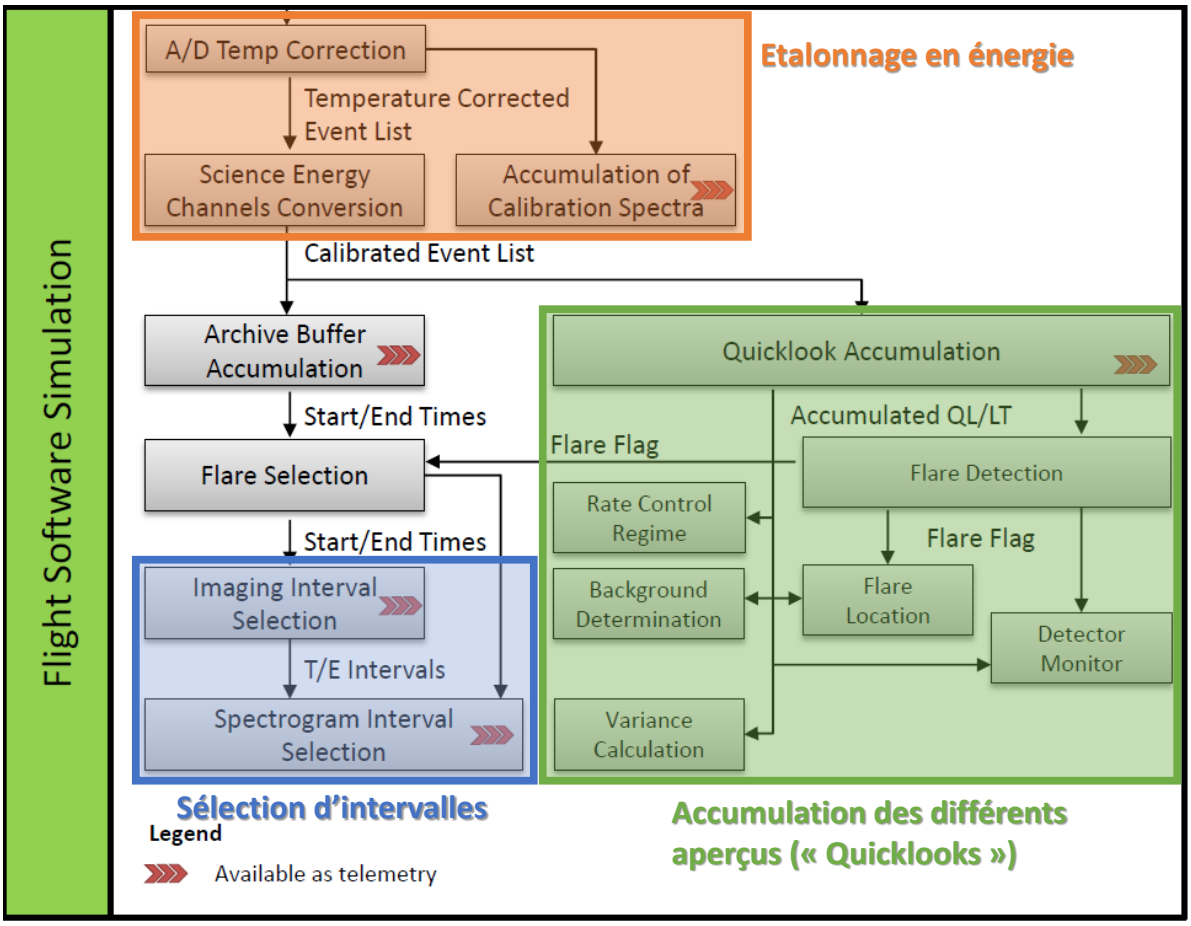


Figure E.1 – Diagramme récapitulatif des modules du logiciel de bord de STIX. L'étalonnage en énergie décrit en section 7.1.1 est encadré en orange, les modules créant les aperçus en temps quasi-réel, décrits en section 7.1.2 sont encadrés en vert. Les modules encadrés en bleu sont responsables de la sélection des intervalles en temps et en énergie les plus judicieux, sur lesquels les coups sont moyennés ou sommés, avant d'être redescendus par télémétrie.

E.2 Résultats détaillés des tests sur le module de localisation des éruptions

En mars 2015, ce test n'a pas été réussi : bien que les deux sources étaient détectées comme étant des éruptions solaire par le simulateur du logiciel de bord, le module de localisation des éruptions ne s'est pas déclenché. Nous avons découvert par la suite qu'une mauvaise paramétrisation avait été faite : la valeur minimale du flux de coups nécessaire pour le déclenchement de la localisation était anormalement élevée.

En avril 2015, la localisation se déclenchait bien au cours du test. Cependant les valeurs trouvées n'étaient pas toujours les bonnes : pour la première source, le logiciel de bord donnait une localisation $(x, y) = (30, 10)$ minutes d'angle alors qu'on attendait (37,20) minutes, et pour la seconde source, on obtenait $(x, y) = (0, -66)$ alors qu'on attendait (-37, 80) minutes d'angles.

Après plusieurs évolutions du simulateur du logiciel de bord, ainsi que des routines de simulation des sources X, ce test a donné de nouveaux résultats. En juillet 2015, les sources X simulées avec un flux de 10^4 photons/cm^2/s étaient difficilement détectées et le module de localisation des éruptions ne se déclenchait pas. Cela était du à un problème de conversion entre le nombre de « déclencheurs » simulé et le flux de coups effectivement analysé par le logiciel de bord.

Après la correction de ce problème, j'ai entamé une série de tests. En effet, la localisation donnée par le logiciel n'était pas toujours « stable » : en effet, cette localisation est recalculée toutes les huit secondes ; et au cours du test, la valeur de la localisation d'une même source pouvait varier, parfois même de manière tout à fait aberrante. J'ai donc choisi de m'intéresser à la moyenne et à l'écart-type sur les valeurs données pour une sources. J'avais l'impression que je n'avais pas les mêmes résultats si j'intervertissais les deux sources dans le temps, ou si je m'occupais des sources symétriques (en prenant l'opposé des valeurs de X et Y). Les différents tests sont résumés au sein du tableau E.1. Les conclusions de ces 9 tests consécutifs sont les suivantes :

- La position en X proposée par le logiciel est plutôt stable (on a souvent un écart-type nul) mais jamais juste (la différence entre la position choisie et la moyenne de la position retrouvée par le logiciel est toujours supérieure à 2 minutes d'angle, sauf pour X1 dans le deuxième test).
- La position en Y proposée par le logiciel peut varier énormément, même si elle est juste (dans la limite de 2 minutes d'angle de résolution) pour 13 cas sur 18. Par contre, l'écart-type sur cette valeur est supérieur à 1 pour 10 cas sur 18. Cela veut dire qu'on a des variations importantes sur la valeur
- La même simulation répétée plusieurs fois ne donne pas toujours le même résultats (les tests 4, 7, 8 et 9 sont identiques mais on n'a jamais le même résultat).
- Augmenter le flux de la source d'un facteur 2 ou plus ne change pas le résultat.

J'ai par ailleurs observé que parmi les variations autour de ces valeurs, le module de localisation ressort généralement toujours les mêmes chiffres : 36 ou 40 minutes d'angle pour X, 8 ou 20 minutes d'angle pour Y. Les moyennes ne sont en général que des combinaisons de ces deux valeurs sur 10 à 12 intervalles de 8 secondes. C'est curieux que le logiciel varie entre 8 ou 20 minutes d'angle pour une même source, car ces deux valeurs ne sont pas proches (on pourrait s'attendre à une variation entre 18 et 20 minutes par exemple).

Ces résultats ont été obtenus au cours de la thèse et ne reflètent pas les résultats obtenus à la fin de la phase de test de ce module. La phase de test présentée dans cette annexe

est la première phase de test de ce module. Elle a été suivie d'une modification du fonctionnement du module et d'autres phases de test. A l'automne 2016, les tests subits par ce modules ont produit des résultats positifs.

Test	Source	Position (donnée)	Flux ($sec^{-1}cm^{-2}$)	Résultat attendu [1]	Moyenne obtenue	Ecart-type
1^{er}	# 1	X1 = $-2220'' = -37'$	3×10^4	$-38'$ (ou $-36'$)	$-39.27'$	1.01
		Y1 = $-1223.4'' = -20.4'$		$-20'$	$-14.55'$	2.02
	# 2	X2 = $2220'' = 37'$	4×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y2 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$20'$	0.00
2^e	# 1	X1 = $-2220'' = -37'$	4×10^4	$-38'$ (ou $-36'$)	$-37.64'$	1.21
		Y1 = $-1223.4'' = -20.4'$		$-20'$	$-14.55'$	3.70
	# 2	X2 = $2220'' = 37'$	3×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y2 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$20'$	0.00
3^e	# 1	X1 = $2220'' = 37'$	4×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y1 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$18.91'$	3.62
	# 2	X2 = $2220'' = 37'$	3×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y2 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$20'$	0.00
4^e	# 1	X1 = $2220'' = 37'$	3×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y1 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$17.82'$	4.85
	# 2	X2 = $2220'' = 37'$	4×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y2 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$18.91'$	3.62
5^e	# 1	X1 = $2220'' = 37'$	2×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y1 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$17.60'$	5.06
	# 2	X2 = $2220'' = 37'$	5×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y2 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$18.91'$	3.62
6^e	# 1	X1 = $2220'' = 37'$	2×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y1 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$20'$	0.00
	# 2	X2 = $2220'' = 37'$	2×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y2 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$20'$	0.00
7^e	# 1	X1 = $2220'' = 37'$	3×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y1 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$18.60'$	3.78
	# 2	X2 = $2220'' = 37'$	4×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y2 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$20'$	0.00
8^e	# 1	X1 = $2220'' = 37'$	3×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$39.64'$	1.21
		Y1 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$18.91'$	3.62
	# 2	X2 = $2220'' = 37'$	4×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y2 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$18.00'$	4.67
9^e	# 1	X1 = $2220'' = 37'$	3×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y1 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$20'$	0.00
	# 2	X2 = $2220'' = 37'$	4×10^4	$38'$ (ou $36'$)	$40'$	0.00
		Y2 = $1223.4'' = 20.4'$		$20'$	$20'$	0.00

Table E.1 – Résultats des différents tests du module de localisation des éruptions solaires.

Résumé

Lors des éruptions solaires, une partie importante de l'énergie magnétique disponible dans une région active est transmise aux particules du milieu. Cependant, les détails des processus physiques permettant l'accélération efficace et rapide de ces particules dans l'atmosphère solaire puis leur transport des régions d'accélération jusqu'aux sites d'interaction et d'émission sont encore mal connus. Dans une première partie de la thèse, j'ai utilisé les données du satellite RHESSI qui fournit des observations en rayons X permettant de réaliser des diagnostics des électrons énergétiques interagissant dans l'atmosphère solaire. Dans une première étude, j'ai étudié la relation entre accélération de particules et courants électriques associés à l'énergie magnétique non-potentielle au sein des régions actives. Une évolution quasi-simultanée des émissions X et des courants électriques photosphériques a également été mise en évidence pour certaines éruptions. Dans une seconde étude, j'ai étudié l'effet du transport des électrons énergétiques dans la couronne en utilisant les capacités de spectro-imagerie de RHESSI. J'ai montré qu'un transport diffusif des électrons dans les boucles coronales permet d'expliquer une partie des observations X et radio, à condition que le libre parcours moyen des électrons diminue avec leur énergie. Le deuxième volet de la thèse est axé autour de la préparation de l'expérience de spectro-imagerie X STIX sur Solar Orbiter et je présente les travaux auxquels j'ai participé au sein de l'équipe de développement logiciel d'analyses de données.

Mots Clés

Accélération de particules – Transport des particules énergétiques – Eruptions solaires – Diagnostics X – RHESSI

Abstract

During solar flares, a large part of the free magnetic energy in the active region is transferred to ambient particles. However, the details of the physical processes that lead to efficient and fast particle acceleration in the solar atmosphere, and their transport from the acceleration regions to the interaction and emission sites are still not completely understood. In the first part of the thesis, I used X-ray data from the RHESSI instrument to study energetic electrons interacting in the solar atmosphere. In a first study, I analyzed the relation between electric currents associated with the non-potential energy in active regions. A quasi-simultaneous evolution of X-ray emissions and photospheric electric currents has been shown in a few solar flares. In a second study, I analyzed the effect of energetic electrons transport in the solar corona using the imaging spectroscopy capability of RHESSI. I showed that a diffusive transport of electrons in coronal loops can explain X-ray and radio observations if the scattering mean free path of energetic electrons is decreasing with increasing electron energy. The second part of the thesis is centered on the preparation of the STIX instrument onboard Solar Orbiter and I present my contributions in the software development team.

Keywords

Particle acceleration – Energetic particle transport – Solar flares – X-ray diagnostics - RHESSI