



HAL
open science

Interprétation unifiée des écoulements associés à des cycles de condensation et d'évaporation dans les boucles coronales

Gabriel Pelouze

► **To cite this version:**

Gabriel Pelouze. Interprétation unifiée des écoulements associés à des cycles de condensation et d'évaporation dans les boucles coronales. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris Saclay (COMUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLS247 . tel-02328612

HAL Id: tel-02328612

<https://theses.hal.science/tel-02328612>

Submitted on 23 Oct 2019

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.

Interprétation unifiée des écoulements associés à des cycles de condensation et d'évaporation dans les boucles coronales

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

École Doctorale 572 Ondes et Matière (EDOM)
Spécialité physique des plasmas

Thèse préparée au sein de l'Institut d'Astrophysique Spatiale

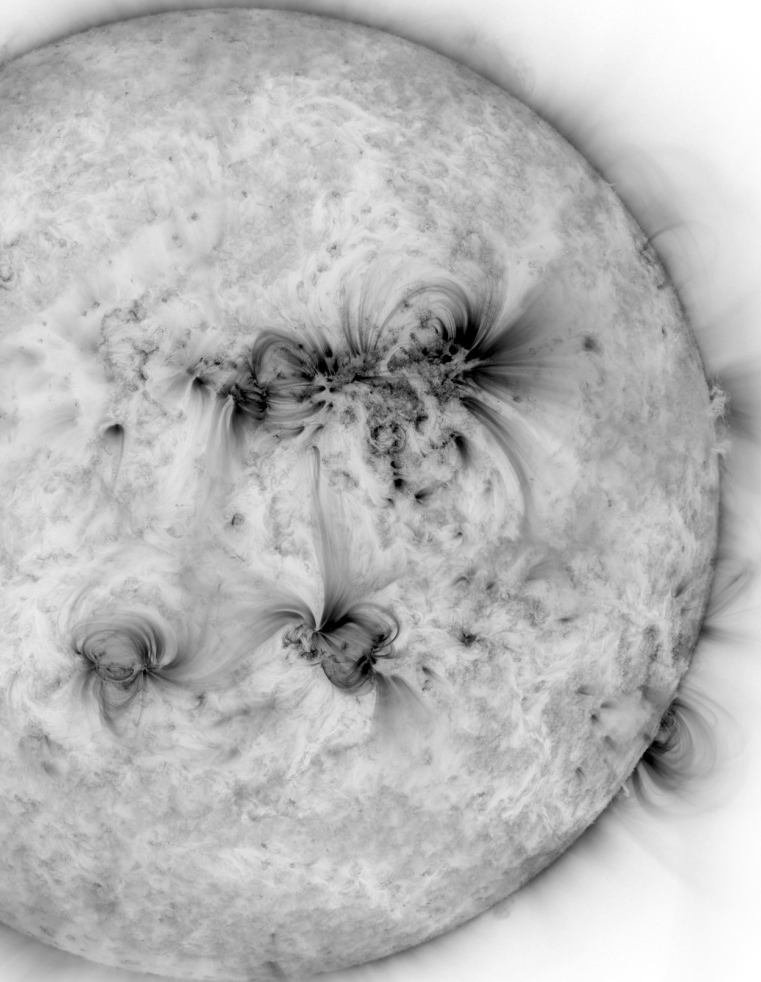
Thèse soutenue à Orsay, le 25 septembre 2019, par

Gabriel Pelouze

Composition du jury :

Catherine Krafft Professeure, Université Paris-Saclay	Présidente
Costis Gontikakis Chargé de recherche, Académie d'Athènes	Rapporteur
Nicolas Labrosse Professeur associé, Université de Glasgow	Rapporteur
Patrick Antolin Professeur associé, Université de St Andrews	Examineur
Nicole Vilmer Directrice de recherche, CNRS	Examinatrice
Karine Bocchialini Professeure, Université Paris-Sud	Directrice de thèse
Frédéric Auchère Astronome, OSUPS	Invité (co-directeur de thèse)

École Doctorale 572 Ondes et Matière (EDOM)
Spécialité physique des plasmas



INTERPRÉTATION UNIFIÉE DES ÉCOULEMENTS ASSOCIÉS À DES CYCLES DE CONDENSATION ET D'ÉVAPORATION DANS LES BOUCLES CORONALES

par

GABRIEL PELOUZE

Thèse soutenue à Orsay, le 25 septembre 2019
devant le jury composé de :

Catherine Krafft

Professeure, Université Paris-Saclay, présidente

Costis Gontikakis

Chargé de recherche, Académie d'Athènes, rapporteur

Nicolas Labrosse

Professeur associé, Université de Glasgow, rapporteur

Patrick Antolin

Professeur associé, Université de St Andrews, examinateur

Nicole Vilmer

Directrice de recherche, CNRS, examinatrice

Karine Bocchialini

Professeure, Université Paris-Sud, directrice de thèse

Frédéric Auchère

Astronome, OSUPS, invité (co-directeur de thèse)

Thèse dirigée
par Karine Bocchialini
et Frédéric Auchère

préparée au sein de
l'Institut d'Astrophysique Spatiale

REMERCIEMENTS

Ces trois années de thèse ont été extrêmement riches en rencontres et en collaborations qui m’ont énormément apporté, tant sur le plan scientifique que personnel. Je tiens à remercier chaleureusement toutes les personnes avec qui j’ai pu échanger et qui ont toutes contribué, d’une manière ou d’une autre, à cette formidable aventure. Il m’est malheureusement impossible de citer tout le monde, aussi je souhaite commencer par un grand merci à toutes les personnes que j’oublierai de nommer.

Je veux remercier en premier lieu Karine Bocchialini et Frédéric Auchère pour leur encadrement extraordinaire. Merci pour votre suivi attentif, vos conseils et vos encouragements durant ces trois années. Frédéric, merci de m’avoir appris ta minutie et ta rigueur, qui sont des outils extrêmement précieux. Karine, merci pour ta vision d’ensemble et tes conseils toujours pertinents et avisés, tant en recherche qu’en enseignement. Merci pour tous les moments passés durant ces trois années, j’ai beaucoup aimé travailler avec vous et j’ai hâte de continuer !

Je souhaite ensuite remercier Catherine Krafft, Costis Gontikakis, Nicolas Labrosse, Patrick Antolin et Nicole Vilmer d’avoir fait partie de mon jury de thèse. En particulier, merci à mes rapporteurs Costis et à Nicolas pour leurs relectures attentives de mon manuscrit et pour leurs précieux commentaires.

Je souhaite également remercier toutes les personnes avec qui j’ai eu la chance de collaborer. Merci à Susanna Parenti pour son aide inestimable en spectroscopie, tant pour l’analyse des données EIS que la préparation de notre programme d’observation. Merci également à Clara Froment pour tous ses précieux conseils, tant sur le plan scientifique (notamment l’utilisation du code de détection de pulsations et de ses outils pour les études paramétriques), que sur le plan personnel (merci tout particulièrement pour encouragements lorsque je trouvais que je n’avançais pas assez vite et pour tes conseils sur la recherche de postdoc). Je souhaite ensuite remercier Elie Soubrié pour toutes nos discussions constructives et pour son travail sur la reconstruction de la géométrie du *rain bow*. Enfin, merci à Jacques Solomon pour nos discussions sur le TNE et son ambitieuse approche analytique.

I want to thank the members of the ISSI team “Observed Multi-Scale Variability of Coronal Loops as a Probe of Coronal Heating” for all the great presentations and discussions which helped me gain a much better understanding of TNE and loops heating, from the perspective of both observations and simulations. Thanks in particular to Clara Froment, Patrick Antolin, Jim klimchuk, Zoran Mikić, Cooper Downs, Ramón Oliver, Craig Johnston, and Amy Winebarger. I want to stress my gratitude to Zoran, for his help with the magnetic field extrapolations and for all his precious advice when I was using his simulation code.

While working with the EIS instrument, I had also the chance to collaborate with many great people. I want to thank Deb Baker, Louise Harra, Harry Warren, David Brooks,

and John Mariska for helping me figure out why EIS rasters are so wiggly, and their review of my alignment method. I also want to thank Stein Haugan from the Hinode SDC in Oslo for his chill help when I managed to DDOS his servers (sorry!). Many thanks to Len Culhane, Khalid Al-Janabi, and Jeffrey Reep for their help with the preparation and planning of my EIS observation program. Finally, I want to thank Peter Young and Giulio del Zanna for their precious advice when I was analyzing EIS spectra and fighting instrumental effects.

Un très grand merci à toute l'équipe solaire qui a été si accueillante. Patrick, Éric, Frédéric, Miho, Joao, Thierry, Jacques, Cilia, Charlie, Louis, Natalia, et bien sûr Karine, Frédéric et Susanna, merci pour tous les bons moments passés avec vous ! Merci à Jean-Claude Vial qui m'a fait commencer en physique solaire lorsque j'étais en L3, et m'a donné envie de continuer dans cette voie. Merci également à John Leibacher pour sa gentillesse légendaire, ses précieuses relectures de mes articles et pour avoir répondu à mes questions d'anglais les plus farfelues. Enfin, merci à mes collègues de bureau pour le temps passé avec vous, en particulier Frédéric Marcadon, Mengxue Shi, et Florian Regnault !

Je tiens également à remercier tous les gens de l'IAS qui m'ont aidé d'une manière ou d'une autre. Un grand merci notamment à Stéphane, Hervé, Pablo, Gilles, Jeff et Clément du service info, que j'ai *beaucoup* sollicités ! Merci également à Véronique, Saliha, Chloë, Rémy, Patricia, Catherine, Martine, et beaucoup d'autres.

Je souhaite par ailleurs remercier mes collègues d'enseignement et mes étudiants pour cette formidable expérience de monitorat. Merci en particulier à l'équipe coupole : Mathieu Vincendon, Cateline Lantz, Aurélien Stcherbinine et Pierre Guiot.

Je remercie également les thésards de l'IAS pour tous les très bons moments passés avec vous, notamment les SnB et les soirées films ! Merci à Nadège, Victor, Antoine, Thomas, Louis, Adélie, Thiébaud, Édouard, Clément, Aurélien, Dany, Thibaut, Romain, Marion et Tony. Par-dessus tout, merci à Pierre et à Natalia, votre présence compte énormément pour moi, je pense que vous le savez. Pierre, pour toutes les aventures que nous avons partagées avant et pendant la thèse, et parce que c'est de ta faute si j'ai mis le doigt dans l'engrenage de l'astronomie et de la recherche. Natalia, pour tout ce que tu m'as appris en termes de vision de la vie, des gens et du monde, et pour tous les excellents moments que nous avons partagés autour de bières et des sushis.

Je termine avec un immense merci à mes amis astronomes, grimpeurs, rôlistes, harpistes et autres avec qui j'ai passé énormément de bons moments. Merci à Manon, Éric, Francis, Barbara, Arnaud, Louise, Julia, Gauthier, Benjamin, Anouck, Laurène, Magali, Anne-Gaëlle et Élise, vous m'avez apporté des choses très différentes, mais toutes aussi importantes. Caroline, merci d'être qui vous êtes, et merci infiniment pour votre soutien sans faille durant pour la thèse et dans la vie en général.

Enfin, un immense merci à mes parents pour leur accompagnement et leur soutien durant toutes ces années. Merci pour tout ce que vous m'avez apporté, vous avez surpassé de très, très loin ce que même vous considèreriez comme « normal ».

RÉSUMÉ

La couche la plus externe de l'atmosphère solaire, la couronne, est composée de plasma dont la température dépasse de plusieurs ordres de grandeur celle de la surface. Expliquer comment la couronne est chauffée à des températures de l'ordre d'un million de degrés constitue un défi majeur de la physique solaire. Dans ce contexte, je m'intéresse au chauffage des boucles coronales (qui sont des structures composées de plasma confiné dans des tubes de champ magnétique) et plus particulièrement aux cycles de non-équilibre thermique (TNE). L'étude de ces cycles permet de caractériser le chauffage des boucles. Ces cycles se développent dans des boucles soumises à un chauffage fortement stratifié, localisé près de leurs pieds. Ils se traduisent notamment par une variation périodique de la température et de la densité du plasma dans la boucle. Ces variations engendrent des pulsations d'intensité de longue période, qui sont détectées depuis peu dans l'émission en extrême-ultraviolet (EUV) de certaines boucles coronales. Par ailleurs, des écoulements périodiques de plasma à températures coronales se produisent durant ces cycles. Dans certains cas, le plasma qui s'écoule peut refroidir de plusieurs ordres de grandeur et former de la pluie coronale périodique.

Durant ma thèse, j'ai travaillé à la première détection de ces écoulements à haute et à basse température. En utilisant des séries temporelles de spectres EUV de l'instrument Hinode/EIS, j'ai mesuré la vitesse Doppler du plasma dans des boucles dans lesquelles on détecte des pulsations d'intensité. Cela m'a permis de détecter des écoulements de plasma à température coronale associés à certaines pulsations d'intensité. Par ailleurs, j'ai participé à la détection d'un événement de pluie coronale périodique (à température plus froide) dans des séries d'images de l'instrument SDO/AIA. Ces détections permettent de confirmer que les pulsations d'intensité de longue période sont bien le résultat de cycles de TNE, ainsi que d'apporter de nouvelles contraintes sur le chauffage des boucles coronales. Cela permet notamment de conclure que le chauffage des boucles coronales est localisé près de leurs pieds et que le temps de répétition des événements de chauffage est inférieur au temps de refroidissement du plasma.

Afin de détecter les écoulements à haute température, j'ai dû corriger de nombreux effets instrumentaux de EIS. J'ai notamment développé une nouvelle méthode pour aligner les spectres avec des images de l'instrument AIA, qui permet de corriger l'angle de roulis et la variation aléatoire du pointage de EIS. En appliquant cette méthode à un grand nombre de spectres, j'ai réalisé la première mesure systématique de l'angle de roulis de l'instrument.

Par la suite, j'ai réalisé des simulations numériques du cas de pluie coronale périodique. Dans ces simulations, j'ai calculé l'évolution du plasma dans la boucle pour différents paramètres de chauffage et différentes géométries du champ magnétique. Cela m'a permis d'identifier les paramètres de chauffage permettant de reproduire le comportement observé. Avec ces simulations, j'ai par ailleurs pu comprendre comment l'asymétrie de la boucle et du chauffage conditionnent la température minimale atteinte par les écoulements qui se forment lors des cycles de non-équilibre thermique.

ABSTRACT

The outermost layer of the solar atmosphere, the corona, is composed of plasma which is hotter than the surface by several orders of magnitude. One of the main challenges in solar physics is to explain how the corona is formed and heated to temperatures of a few million degrees. In this context, I focus on the heating of coronal loops (which are structures composed of plasma confined in magnetic field tubes), and more precisely on thermal non-equilibrium (TNE) cycles. Studying these cycles allows us to characterize the heating of coronal loops. These cycles occur in loops with a highly stratified heating, localized near their footpoints. Among other effects, they cause periodic variations of the temperature and density of the plasma in the loop. These variations result in long-period intensity pulsations, which have recently

been detected in the extreme-ultraviolet (EUV) emission of some coronal loops. In addition, periodic flows of plasma at coronal temperatures occur during these cycles. In some cases, the flowing plasma can cool down by several orders of magnitude, and thus form periodic coronal rain.

During my thesis, I worked on the first detection of these periodic plasma flows at coronal and lower temperatures. Using time series of spatially-resolved EUV spectra from the instrument Hinode/EIS, I measured the Doppler velocity of plasma in loops undergoing long-period intensity pulsations. This allowed me to detect flows of plasma at coronal temperatures associated with some maxima of the intensity pulsations. In addition, I took part in the detection of an event of periodic coronal rain (at cooler temperatures), using series of images from the instrument SDO/AIA. These detections confirm that the long-period intensity pulsations detected in coronal loops are indeed the result of TNE cycles, and allow to better constrain the heating of the loops. From this, I conclude that the heating of coronal loops is highly stratified, localized near their footpoints, and that the heating events have a repetition time shorter than the cooling time of the plasma.

Detecting the flows of plasma at coronal temperatures required that I correct many EIS instrumental effects. To that aim, I developed a new method for coaligning EIS spectra with images from AIA. This method can correct the roll angle and the jitter (a random variation of the pointing) of EIS. By applying it to a large number of spectra, I carried out a comprehensive determination of the EIS roll angle.

I also performed numerical simulations of the periodic coronal rain event. In these simulations, I computed the evolution of the plasma in the loop for different values of the heating parameters, as well as several magnetic field geometries. This allowed me to determine the heating parameters which are required to reproduce the observed behavior of this loop. By analyzing these simulations, I was also able to understand how the asymmetry of the loop and of the heating determine the minimum temperature of the plasma flows which form during thermal non-equilibrium cycles.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	v
Résumé	vii
Abstract	vii
1 Introduction	5
1.1 Le problème du chauffage coronal	6
1.1.1 Origine observationnelle	6
1.1.2 Théories du chauffage	8
1.2 Les boucles coronales	9
1.2.1 Définition observationnelle	9
1.2.2 Nature physique	11
1.2.3 Modélisation des boucles	11
1.2.4 Ce que l'étude des boucles nous apprend sur leur chauffage	12
1.3 Cycles de non-équilibre thermique pour caractériser le chauffage des boucles	13
1.3.1 Le non-équilibre thermique (TNE)	13
1.3.2 Protubérances et pluie coronale	14
1.3.3 Cycles de condensation et d'évaporation	15
1.3.3.1 Développement dans les simulations	16
1.3.3.2 Détection de pulsations d'intensité de longue période	18
1.3.4 Signature d'un chauffage stratifié et quasi-constant, en adéquation avec la géométrie de la boucle	20
1.4 Objectifs de la thèse	21
2 Repousser les limites du spectromètre-imageur EUV <i>Hinode</i> /EIS	23
2.1 Le spectromètre-imageur EUV <i>Hinode</i> /EIS	23
2.1.1 Présentation générale	23
2.1.2 Effets instrumentaux	25
2.2 Une nouvelle méthode pour déterminer le pointage de EIS	27
2.2.1 Article : "Comprehensive Determination of the <i>Hinode</i> /EIS Roll Angle" (Pelouze et al., 2019a)	27
2.2.2 Relation entre le roulis et les autres paramètres d'observation	41
2.3 Conclusions	42
3 Détection d'écoulements périodiques associés aux cycles de non-équilibre thermique	43
3.1 Recherche d'écoulements périodiques dans les archives des données <i>Hinode</i> /EIS	44
3.1.1 Recherche de données automatique	45
3.1.2 Article : "On the Spectroscopic Detection of Periodic Plasma Flows in Loops Undergoing Thermal Non-equilibrium" (Pelouze et al., 2019b)	45
3.1.3 Largeur de raie et densité	64
3.2 Campagne d'observation pour détecter les écoulements périodiques	66
3.2.1 Préparation du programme d'observation	67

TABLE DES MATIÈRES

3.2.1.1	Justification scientifique	67
3.2.1.2	Paramètres d’observation pour EIS	68
3.2.1.3	Paramètres d’observation pour IRIS	69
3.2.2	Choix de la cible	70
3.2.2.1	Détection de pulsations avec des données <i>SDO/AIA</i> quasi-temps-réel	70
3.2.2.2	Observations d’octobre 2018	71
3.2.3	Résultats et futures observations	71
3.3	Conclusions	73
4	Détection et simulation de pluie coronale périodique	75
4.1	La mousson coronale : détection de pluie coronale périodique	76
4.1.1	Détection de pulsations d’intensité au limbe	76
4.1.2	La mousson coronale : détection de pluie coronale périodique	77
4.2	Détermination de la structure géométrique et magnétique de la boucle	78
4.2.1	Reconstruction de la géométrie à partir de données <i>SDO/AIA</i> et <i>STEREO/SECCHI/EUVI</i>	78
4.2.2	Extrapolation magnétique	81
4.2.3	Correspondance entre la reconstruction géométrique, l’extrapo- lation magnétique et les observations	84
4.3	Modélisation du TNE dans la boucle du <i>rain bow</i>	85
4.3.1	Code de simulation et hypothèses	86
4.3.1.1	Équations	86
4.3.1.2	Initialisation et conditions aux limites	88
4.3.2	Paramètres pouvant influencer la réponse de la boucle	89
4.3.2.1	Géométrie et facteur d’expansion du champ magnétique	90
4.3.2.2	Présence du creux en haut de la boucle	90
4.3.2.3	Distribution spatiale du chauffage	91
4.3.2.4	Paramètres non explorés	92
4.3.3	Exploration de l’espace des paramètres	93
4.3.3.1	Mise en place technique	93
4.3.3.2	Réduction des données	93
4.3.4	Résultats des études paramétriques	94
4.3.4.1	Géométrie stéréoscopique	94
4.3.4.2	Lignes de champ extrapolées	101
4.3.5	Vérifications et discussion	102
4.3.5.1	Densité de la chromosphère	102
4.3.5.2	Gestion de la région de transition	103
4.3.5.3	Valeur de β dans les simulations	105
4.3.6	Quels sont les paramètres permettant de reproduire au mieux les observations ?	105
4.4	Conclusions	106
5	Conclusions et perspectives	109
5.1	Synthèse	109
5.2	Perspectives	113
A	Article : “The Coronal Monsoon : Thermal Nonequilibrium Revealed by Periodic Coronal Rain” (Auchère et al., 2018)	115

B	Diffusion des résultats	127
B.1	Articles publiés dans des revues à comité de lecture	127
B.2	Communications orales	127
B.3	Posters	127
B.4	Groupe de travail ISSI	128
C	Enseignement, vulgarisation et organisation de séminaires	129
C.1	Enseignement	129
C.2	Vulgarisation	129
C.3	Organisation de séminaires	129
	Bibliographie	131
	Table des figures	141
	Table des vidéos	143

INTRODUCTION

1.1	Le problème du chauffage coronal	6
1.1.1	Origine observationnelle	6
1.1.2	Théories du chauffage	8
1.2	Les boucles coronales	9
1.2.1	Définition observationnelle	9
1.2.2	Nature physique	11
1.2.3	Modélisation des boucles	11
1.2.4	Ce que l'étude des boucles nous apprend sur leur chauffage . . .	12
1.3	Cycles de non-équilibre thermique pour caractériser le chauffage des boucles	13
1.3.1	Le non-équilibre thermique (TNE)	13
1.3.2	Protubérances et pluie coronale	14
1.3.3	Cycles de condensation et d'évaporation	15
1.3.3.1	Développement dans les simulations	16
1.3.3.2	Détection de pulsations d'intensité de longue période .	18
1.3.4	Signature d'un chauffage stratifié et quasi-constant, en adéquation avec la géométrie de la boucle	20
1.4	Objectifs de la thèse	21

Cette thèse s'inscrit dans le contexte de l'étude du chauffage de la couronne solaire, dont le but est de comprendre quels mécanismes permettent au plasma qui constitue l'atmosphère du Soleil d'atteindre plusieurs millions de degrés. Je m'intéresse plus particulièrement au chauffage des boucles coronales, qui sont des structures de champ magnétique fermé dans lesquelles est piégé du plasma. Certaines de ces boucles subissent des cycles de condensation et d'évaporation, durant lesquels se produisent des écoulements périodiques, ainsi que des variations de la température et de la densité. J'ai étudié ces écoulements au moyen d'observations spectroscopiques et de simulations numériques. Dans ce manuscrit, je présente l'étude de ces écoulements, ainsi que leur implication sur le chauffage des boucles coronales.

Dans ce chapitre d'introduction, je donne un aperçu du contexte dans lequel s'inscrit mon travail. Je présente le problème du chauffage coronal (§ 1.1), les boucles coronales (§ 1.2) et les cycles de condensation et d'évaporation, ou cycles de non-équilibre thermique (§ 1.3). Enfin, je donne les motivations et les objectifs de cette thèse (§ 1.4).



FIG. 1.1 La couronne durant l'éclipse du 21 août 2017 (ESO/P. Horálek/Solar Wind Sherpas project).

1.1 LE PROBLÈME DU CHAUFFAGE CORONAL

1.1.1 *Origine observationnelle*

La couronne solaire est visible lors des éclipses totales, durant lesquelles la Lune occulte complètement le disque solaire, comme montré à la [figure 1.1](#).

La première trace écrite relatant l'observation de la couronne de manière explicite remonte probablement à Leo Diaconus, qui relate l'éclipse totale du 22 décembre 968 observée à Istanbul. Il décrit la couronne comme « une faible lueur, semblable à un étroit bandeau, formant un cercle brillant autour du disque » ([Stephenson, 2008](#), p. 390). Les annales de Novgorod contiennent la première description d'une protubérance observée lors de l'éclipse du 1^{er} mai 1185 et mentionnent également une « lumière verte » ([Sviatsky, 1923](#)), probablement causée par l'émission à 530 nm du Fe xiv. Une autre observation de protubérance lors de l'éclipse du 3 juin 1239 est relatée dans les annales de Cesena ([Muratori, 1729](#), p. 1097 ; [Secchi, 1875](#), pp. 330–331). La protubérance y est décrite comme « un trou enflammé dans la partie inférieure du disque solaire ».

Cependant, on pense à l'époque que la couronne est l'atmosphère de la Lune. On attribue la première démonstration du fait que la couronne appartient au Soleil à Giacomo Filippo Maraldi (1665–1729), qui s'appuie sur le fait que celle-ci est masquée par la Lune durant les éclipses ([Hockey et al., 2007](#), p. 736). Lors de l'éclipse du 18 juin 1806, [de Ferrer \(1809\)](#) mesure le rayon de la couronne et détermine que s'il s'agissait de l'atmosphère de la Lune, celle-ci serait 50 fois plus étendue que celle de la Terre. Il en conclut que la couronne fait partie du Soleil.

Les premières analyses de la composition et des conditions physiques de la couronne sont réalisées durant la seconde moitié du 19^e siècle, grâce au développement de la

spectroscopie. Les observations de Janssen et de Lockyer (1868) lors de l'éclipse du 18 août 1868 révèlent la présence d'hydrogène et d'hélium dans la couronne¹. Il faudra cependant plus de 50 ans pour que l'on comprenne que le Soleil est constitué presque exclusivement de ces deux éléments (Payne, 1925) et n'a pas la même composition que la croûte terrestre comme on le croyait à l'époque.

Lors de l'éclipse du 7 août 1869, C. A. Young et W. Harkness observent une raie inconnue à 530 nm et suggèrent, comme l'avait fait Lockyer pour l'hélium, qu'elle provient d'un élément inconnu sur Terre, le *coronium*. Ce n'est que dans les années 1940 que cette raie est identifiée comme provenant d'un ion du fer fortement ionisé, le Fe^{13+} (Grotrian, 1939 ; Edlén, 1943). Cette découverte révèle que le plasma coronal est extrêmement chaud, atteignant des températures de plusieurs millions de degrés, et ouvre la question du chauffage coronal. Il s'agit alors de comprendre quels sont les mécanismes physiques qui permettent de maintenir une telle température dans la couronne du Soleil alors que sa surface, la photosphère, n'est qu'à environ 5800 K (on connaît cette température grâce à la loi de Wien).

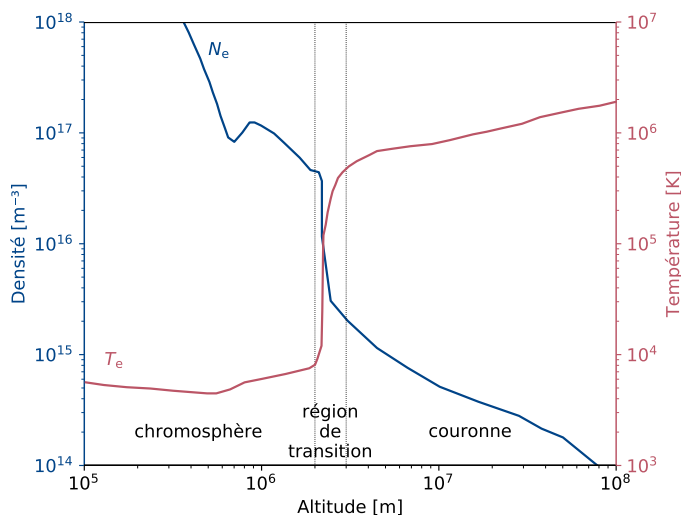


FIG. 1.2 Profils de température électronique (*en rouge*), de densité électronique (*en bleu*) dans l'atmosphère solaire, en fonction de l'altitude au-dessus de la photosphère. Adapté de Aschwanden (2005, figure 1.19).

La figure 1.2 montre l'évolution de la température et de la densité moyennes en fonction de l'altitude au-dessus de la photosphère, qui correspond à la limite entre l'intérieur du Soleil et son atmosphère. Juste au-dessus de la photosphère, sur une épaisseur d'environ 500 km, la température diminue jusqu'à atteindre 4000 K. La température croît ensuite progressivement jusqu'à $\sim 10^4$ K dans la chromosphère, puis augmente de plusieurs ordres de grandeur dans la région de transition pour atteindre des températures de ~ 1 MK dans la couronne. À l'inverse, la densité électronique décroît considérablement, passant de 10^{23} m^{-3} au niveau de la photosphère, à environ 10^{14} m^{-3} dans la couronne.

L'émission de la photosphère est proche de celle d'un corps noir avec une température effective de 5777 K et émet donc la majorité de son rayonnement dans le domaine du visible. La chromosphère émet dans l'ultraviolet proche et lointain et dans le visible, notamment la raie $\text{H}\alpha$ qui est particulièrement brillante et permet de voir les protubérances lors

1. Si la raie $\text{H}\alpha$ observée par Lockyer est déjà connue, il détecte également une autre raie alors inconnue à 587 nm. Il suggérera que cette raie provient d'un élément inconnu sur Terre, l'hélium (voir Thomson, 1871), qui sera plus tard isolé et caractérisé par Ramsay (1895a,b, 1896).

des éclipses. Le plasma coronal émet majoritairement dans l'extrême-ultraviolet (EUV), qui est absorbé par l'atmosphère terrestre. On observe donc la couronne principalement dans cette gamme de longueurs d'ondes, à l'aide d'instruments envoyés dans l'espace. La couronne a aussi quelques raies d'émission dans le visible (comme la raie du Fe XIV à 530 nm) et un spectre continu résultant de la diffusion Thomson de l'émission de la photosphère. Ces émissions sont cependant très faibles par rapport à celle de la photosphère. Par conséquent, elles ne sont observables qu'au limbe, durant les éclipses ou à l'aide d'un coronographe.

1.1.2 Théories du chauffage

Il existe un grand nombre de revues sur le problème du chauffage coronal. On pourra notamment se référer à Klimchuk (2006), Parnell & De Moortel (2012), De Moortel & Browning (2015) et Klimchuk (2015). Je fais ici un court résumé de ces revues en présentant les questions clés du chauffage coronal et les éléments qui nous permettent d'y répondre.

L'énergie à l'origine du chauffage coronal provient probablement des mouvements de convection du plasma sous la photosphère. Dans cette région, $\beta \gg 1$ et les mouvements de convection entraînent les lignes de champ magnétique². Ces déplacements injectent de l'énergie dans les structures magnétiques, sous forme d'ondes magnétohydrodynamiques (MHD) ou sous forme de contraintes qui peuvent mener à des reconnexion (Parnell & De Moortel, 2012).

Le problème du chauffage coronal peut être décomposé en plusieurs parties : le transport d'énergie non thermique depuis la photosphère jusqu'à la couronne, la dissipation de cette énergie dans la couronne et sa conversion en chaleur, et enfin la réponse du plasma et la rétroaction qu'elle peut avoir sur le chauffage (Klimchuk, 2006).

On fait traditionnellement la distinction entre deux types de mécanismes de chauffage, qui dépendent de la manière dont l'énergie est transportée depuis la photosphère vers la couronne : le chauffage par la dissipation de couches de courant qui résulte de la relaxation des contraintes du champ magnétique (chauffage « DC », pour *direct current*), et le chauffage par la dissipation d'ondes MHD (chauffage « AC », pour *alternative current*). Dans le cas des mécanismes DC, les contraintes introduites dans le champ magnétique par les mouvements de la photosphère sont dissipées par des événements de reconnexion magnétique (Parker, 1972), qui engendrent une grande quantité de petits événements de chauffage impulsif ($\lesssim 10^{17}$ J) appelés *nanoflares* (Parker, 1988). Dans le cas du chauffage AC, c'est la dissipation d'ondes MHD qui transfère de l'énergie au plasma. Cependant, la limite entre ces deux catégories est relativement mal définie. En effet, les ondes peuvent déclencher des événements de reconnexion et les événements de reconnexion peuvent engendrer des ondes (De Moortel & Browning, 2015). Par ailleurs, l'énergie à l'origine du chauffage pourrait être dissipée par des mécanismes de turbulence causés par une combinaison de mécanismes AC et DC (van Ballegooijen et al., 2011, 2014; Velli et al., 2015).

2. Le paramètre β du plasma correspond au rapport entre la pression du plasma et la pression magnétique : $\beta = p_{\text{gaz}}/p_{\text{mag}} = nk_B T / (B^2 / (2\mu_0))$. Si $\beta \gg 1$, le champ magnétique est entraîné par les mouvements du gaz ; si $\beta \ll 1$, le gaz se déplace le long des lignes de champ magnétique sans les déformer.

De Moortel & Browning (2015) rapportent l'idée que le chauffage coronal est probablement la combinaison de plusieurs mécanismes, dont les effets sont plus ou moins importants selon les structures et les échelles de temps considérées. Cette idée est notamment motivée par le fait que l'on observe des événements de reconnexion ainsi que différents types d'ondes dans la couronne. Par ailleurs, les différents mécanismes de chauffage envisagés sont impulsifs, composés de petits événements de chauffage semblables aux nanoflares proposés par Parker (1988). On sait maintenant que ces événements ne sont pas nécessairement le résultat de reconnexions (Klimchuk, 2015), mais leur nature demeure inconnue.

Pour comprendre le chauffage coronal, il faut donc être à même de caractériser ces événements en termes d'échelles spatiales (quel est le volume caractéristique dans lequel est déposée l'énergie d'un événement ?), de temps (quelle est la durée d'un événement et quel est le temps de répétition entre deux événements ?), et d'énergie (quelle est la distribution en énergie des événements de chauffage ?). Une fois ces grandeurs connues, elles pourront être utilisées pour quantifier l'effet des différents mécanismes de chauffage.

Les paramètres du chauffage coronal peuvent être explorés en combinant observations et simulations de la couronne. En particulier, l'étude des boucles coronales permet d'établir de nombreuses contraintes sur le chauffage, car celles-ci sont plus faciles à observer et à simuler que les structures magnétiques ouvertes. L'observation des boucles reste cependant délicate, car elles sont difficiles à séparer des structures d'avant- et d'arrière-plan (la couronne étant optiquement mince).

1.2 LES BOUCLES CORONALES

1.2.1 Définition observationnelle

D'un point de vue observationnel, les boucles coronales sont des structures en forme d'arches, qui sont observées en émission aux longueurs d'onde EUV et en rayons X mous. Des exemples de boucles sont montrés à la figure 1.3. Elles sont structurées par des tubes de champ magnétique fermés, dont chaque pied est connecté à la surface du Soleil et dans lesquels est piégé du plasma.

Les boucles coronales sont observées partout dans la couronne et peuvent avoir une grande diversité de tailles (typiquement entre 1 Mm et 1 GM) et de températures (de 10^5 K à 10^7 K). Quelques grandeurs typiques des boucles sont données à la table 1.1 (Reale, 2014). Les boucles les plus visibles sont observées dans les régions actives, où l'activité magnétique est plus importante. On observe cependant une multitude de petites boucles en dehors des régions actives, que l'on appelle points brillants ou *bright points* (voir Madjarska, 2019).

On distingue généralement plusieurs structures associées aux boucles coronales dans les régions actives, qui sont légendées sur la figure 1.3 :

- le cœur chaud (*hot core*), constitué de boucles dont la température dépasse 2 MK et qui sont visibles en EUV et en rayons X (e.g. Warren et al., 2010);

- les boucles dites tièdes (*warm loops*), avec des températures de l'ordre de 1 MK et qui constituent la majorité des boucles observées en EUV ([Klimchuk, 2006](#) ; [Warren et al., 2010](#)) ;
- la mousse (*moss*), qui provient de l'émission des pieds des boucles chaudes et forme un tapis de structures très dynamiques observé près du cœur des régions actives ([Martens et al., 2000](#)) ;
- les boucles en éventail (*fan loops*), qui sont de très longues boucles dont on ne voit que les pieds car leur sommet est trop ténu pour être observé ([Schrijver et al., 1999](#) ; [Ugarte-Urra et al., 2009a](#)) ;
- enfin, une émission diffuse à haute température, qui provient probablement de plasma confiné dans des tubes de champ mais où l'on ne peut pas distinguer de boucles ([Klimchuk, 2006](#)).

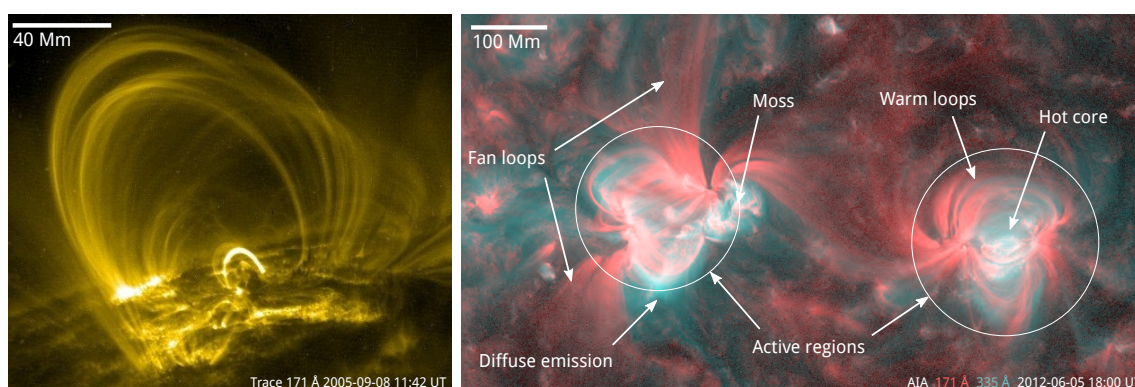


FIG. 1.3 Observations de boucles coronales. À gauche : boucles coronales de différentes tailles observées au limbe par TRACE ([Handy et al., 1999](#)). À droite : régions actives observées par SDO/AIA ([Pesnell et al., 2012](#) ; [Lemen et al., 2012](#)). Cette image est une composition des bandes à 171 Å (en rouge) et à 335 Å (en bleu). La bande à 171 Å est sensible à des températures proches de 0,9 MK et permet de voir les boucles dites tièdes (*warm loops*) et les boucles en éventail (*fan loops*). La bande à 335 Å est sensible à des températures proches de 2,5 MK et permet de voir les boucles chaudes au centre des régions actives (*hot core*), ainsi qu'à des températures proches de 0,2 MK.

Type de boucle	Longueur [Mm]	Température [MK]	Densité [10^{15} m^{-3}]	Pression [Pa]
Points brillants	1–10	2	5	0.3
Régions actives	10–100	3	1–10	0.1–1
Arches géantes	100–1000	1–2	0.1–1	0.01
Boucles éruptives	10–100	> 10	> 50	> 10

TAB. 1.1 Paramètres typiques des boucles coronales, d'après [Reale \(2014, table 1\)](#).

1.2.2 *Nature physique*

Les caractéristiques des boucles coronales que je viens de lister sont purement observationnelles. Cependant, de nombreuses propriétés physiques des boucles demeurent mystérieuses, en particulier leur structure fine et le lien entre les structures observées et le champ magnétique.

Les boucles que l'on observe avec les imageurs tels que AIA sont en effet constituées de nombreux brins (*strands*) entre lesquels le plasma n'est pas forcément homogène et qui peuvent se déplacer les uns par rapport aux autres, voire se reconnecter. Les observations du *High-Resolution Coronal Imager* (Hi-C, qui a une résolution de $0,3''$, Kobayashi et al., 2014) permettent d'estimer la largeur caractéristique de ces brins à 500 km, avec des largeurs minimales de 100 km (Aschwanden & Peter, 2017). Par ailleurs, des observations de pluie coronale réalisées dans la bande H α avec le *CRisp Imaging SpectroPolarimeter* (CRISP, qui a une résolution de $0,14''$, Scharmer et al., 2008) indiquent la même taille caractéristique avec des brins de l'ordre de 100 km (Scullion et al., 2014 ; Antolin et al., 2015). Cette structure filamentaire complique la compréhension du chauffage dans les boucles, car celui-ci a lieu à l'échelle des brins (voir par exemple Cirtain et al., 2013), qui sont difficiles à observer. Cependant, beaucoup de brins forment des faisceaux (*loop bundles*) qui évoluent en phase, formant les boucles que l'on observe à plus grande échelle et dont on peut étudier le comportement moyen.

Par ailleurs, l'évolution apparente des boucles coronales peut facilement être confondue avec une évolution du champ magnétique. Les simulations d'une région active par Mok et al. (2016) montrent par exemple qu'il est possible d'observer des mouvements apparents des boucles coronales alors que le champ magnétique ne se déplace pas. Ces « mouvements » sont causés par une évolution de la température et de la densité dans des faisceaux de boucles adjacents. Cette même simulation montre que l'on ne voit pas les mêmes boucles depuis des points de vue différents. Cela souligne la difficulté d'identifier correctement les boucles, et le fait que leur émission est fortement affectée par celle des structures d'avant- et d'arrière-plan. On estime en effet que l'émission d'une boucle coronale représente environ 10 à 30 % de l'émission totale intégrée sur la ligne de visée (Del Zanna & Mason, 2003 ; Aschwanden & Nightingale, 2005 ; Aschwanden et al., 2008), ce qui complique l'observation de boucles individuelles.

1.2.3 *Modélisation des boucles*

Il existe des lois d'échelles qui permettent de modéliser les boucles coronales en supposant qu'elles sont en équilibre hydrostatique, comme les lois de Rosner, Tucker, & Vaiana (1978), dites RTV. Cependant, les observations suggèrent que la plupart des boucles tièdes dans les régions actives ne sont pas en équilibre hydrostatique.

On a alors recours à des modèles numériques pour simuler l'évolution de boucles hors équilibre hydrostatique. On simplifie souvent le problème en supposant que le champ magnétique est fixé et que le plasma se déplace le long des lignes de champ, ce qui est justifié par le fait que $\beta \ll 1$ dans la couronne. On peut réduire davantage le problème en

se limitant à une seule ligne de champ, ce qui permet de se ramener à une simulation 1D. Cela est implémenté par de nombreux codes de simulations (Spadaro et al., 2003 ; Bradshaw & Mason, 2003 ; Mikić et al., 2013 ; Johnston et al., 2017a,b), qui permettent de reproduire de nombreuses caractéristiques observationnelles des boucles coronales. J’ai utilisé ce type de modèle pour les simulations présentées au chapitre 4.

Il est cependant nécessaire d’avoir recours à des modèles 2D ou 3D pour simuler les effets d’intégration sur la ligne de visée (e.g. Mok et al., 2008, 2016 ; Winebarger et al., 2016). Par ailleurs, l’étude de la structure fine des boucles et des mécanismes physiques à l’origine du chauffage nécessite de prendre en compte l’évolution du champ magnétique, et on a donc recours à des modèles MHD. Pour une revue des différentes approches de modélisation de boucles, on pourra se référer à Reale (2014).

1.2.4 Ce que l’étude des boucles nous apprend sur leur chauffage

Les observations et les simulations de boucles coronales nous permettent de caractériser comment celles-ci sont chauffées. L’étude de la mesure différentielle d’émission (DEM, qui permet de décomposer l’émission du plasma le long de la ligne de visée en fonction de sa température, Pottasch, 1963) permet de caractériser la distribution en température du plasma dans les boucles. En comparant les DEM prédites par les simulations pour différents types de chauffages, il est possible de contraindre les temps caractéristiques du chauffage dans les boucles (e.g. Schmelz & Pathak, 2012 ; Cargill, 2014 ; Cargill et al., 2015 ; Del Zanna et al., 2015 ; Barnes et al., 2016a,b).

Par ailleurs, l’analyse des séries temporelles d’intensité dans des bandes spectrales différentes permet de caractériser la variation en température du plasma. On sait notamment que les boucles sont principalement observées dans une phase de refroidissement, car la densité et donc la mesure d’émission sont plus faibles durant la phase de chauffage que durant celle de refroidissement (Warren et al., 2002 ; Winebarger et al., 2003 ; Warren et al., 2003 ; Winebarger & Warren, 2005 ; Ugarte-Urra et al., 2006, 2009b ; Mulu-Moore et al., 2011 ; Viall & Klimchuk, 2011, 2012, 2013 ; Froment et al., 2015). Par ailleurs, les séries temporelles d’intensité mesurées sont cohérentes avec les prédictions de simulations dans lesquelles les boucles sont soumises à un chauffage impulsif (e.g. Warren et al., 2003 ; Viall & Klimchuk, 2011).

La méthode des *time lags* (Viall & Klimchuk, 2012) consiste à analyser les décalages temporels entre les intensités dans des bandes spectrales qui ont des réponses en température différentes (par exemple les différentes bandes de AIA). L’analyse de ces *time lags* montre que dans les boucles, l’intensité dans les bandes froides est en retard sur celle dans les bandes plus chaudes. Ces décalages sont cohérents avec un chauffage impulsif (Viall & Klimchuk, 2013, 2015, 2016, 2017 ; Bradshaw & Viall, 2016). Cependant, les travaux de Winebarger et al. (2016) et de Froment et al. (2017) montrent que ces décalages peuvent également être expliqués par des cycles de condensation et d’évaporation (ou cycles de non-équilibre thermique), qui sont le résultat d’un chauffage quasi-constant fortement localisé au niveau des pieds des boucles. Dans la partie suivante (§ 1.3), je présente ces cycles de non-équilibre thermique et comment leur étude permet de contraindre la distribution spatiale du chauffage dans les boucles.

1.3 CYCLES DE NON-ÉQUILIBRE THERMIQUE POUR CARACTÉRISER LE CHAUFFAGE DES BOUCLES

Les cycles de condensation et d'évaporation causés par le non-équilibre thermique sont au cœur du travail que j'ai effectué durant cette thèse. Je présente ici le phénomène de non-équilibre thermique (§ 1.3.1) et ses conséquences sur la formation de protubérances et de pluie coronale (§ 1.3.2). Je décris ensuite la simulation et l'observation de ces cycles (§ 1.3.3) et comment leur étude permet de contraindre le chauffage des boucles coronales (§ 1.3.4).

1.3.1 *Le non-équilibre thermique (TNE)*

Trois termes dominent le bilan local d'énergie dans les boucles coronales :

- un terme de chauffage H , qui rend compte de l'énergie déposée par les différents mécanismes de chauffage décrits plus haut (§ 1.1.2) ;
- un terme de pertes radiatives $N_e^2 Q(T)$, avec N_e la densité électronique et $Q(T)$ la fonction de pertes radiatives qui dépend notamment de la composition du milieu et de la physique atomique (voir figure 1.4) ;
- un terme de conduction, avec la conductivité le long des lignes de champ magnétique donnée par la loi de Spitzer (1962) : $\kappa_{\parallel} \propto T^{5/2}$.

Le phénomène de non-équilibre thermique (*Thermal Non-Equilibrium*, ou TNE) se produit dans les boucles coronales pour lesquelles le chauffage est fortement stratifié, localisé proche des pieds. Dans ce cas, le terme de chauffage est très faible dans la partie coronale de la boucle. Les pertes radiatives dans cette région ne sont alors compensées que par la conduction depuis les pieds de la boucle. Si le chauffage est trop stratifié, le terme de conduction n'est pas suffisant pour compenser les pertes radiatives et le système n'a pas d'état d'équilibre thermique. Le plasma dans la partie coronale de la boucle refroidit alors à cause des pertes radiatives (Antiochos & Klimchuk, 1991 ; Antiochos et al., 1999, 2000 ; Karpen et al., 2001). Il convient de noter que le non-équilibre thermique est une absence d'équilibre thermique, ce qui est différent d'une instabilité thermique où le système est perturbé autour d'un état d'équilibre.

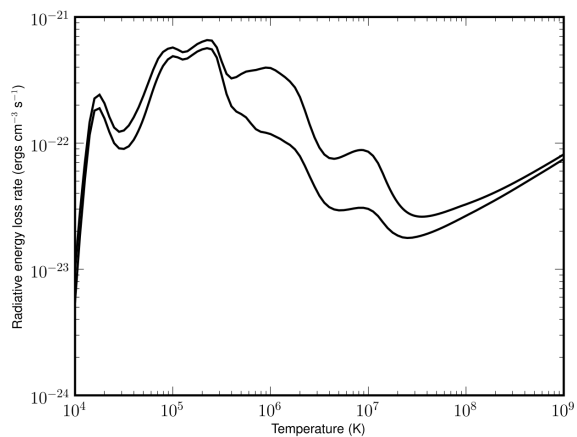


FIG. 1.4 Fonction de pertes radiatives $N_e^2 Q(T)$ d'après Dere et al. (2009, figure 5), calculée pour une densité électronique $N_e = 10^{15} \text{ m}^{-3}$. La courbe supérieure est calculée avec les abondances coronales de Feldman (1992), et la courbe inférieure avec les abondances photosphériques de Grevesse & Sauval (1998).

Dans le cas de la haute région de transition et de la couronne, pour des températures entre 0,3 MK et 30 MK, les pertes radiatives deviennent plus importantes lorsque la température diminue (e.g. Pottasch, 1965 ; McWhirter et al., 1975 ; Rosner et al., 1978 ; Dere et al., 2009). La fonction de pertes radiatives calculée par Dere et al., 2009 est montrée à la figure 1.4. Cela provoque un emballement du refroidissement (*runaway cooling*) : plus la température du plasma diminue, plus le refroidissement radiatif est efficace. Dans ce cas, le plasma peut refroidir jusqu'à atteindre des températures chromosphériques et devenir plus dense. On parle alors de condensation complète du plasma, voire de refroidissement catastrophique (*catastrophic cooling*, e.g. Schrijver, 2001). Les condensations complètes ainsi formées peuvent donner lieu à différents phénomènes coronaux, notamment à la formation de protubérances ou de pluie coronale.

Cependant, les condensations ne refroidissent pas toujours jusqu'à des températures chromosphériques. Cela se produit notamment lorsqu'elles sont évacuées de la boucle avant d'avoir complètement refroidi et sont réchauffées au niveau des pieds. Dans ce cas, on parle de condensations incomplètes. La distinction entre ces deux régimes est discutée au § 1.3.3.

1.3.2 Protubérances et pluie coronale

Le non-équilibre thermique est invoqué pour expliquer la formation de protubérances (Antiochos & Klimchuk, 1991 ; Antiochos et al., 1999, 2000 ; Karpen et al., 2001), qui apparaissent lorsque les condensations ne tombent pas le long des lignes de champ magnétique. Cela peut être favorisé par la présence d'un creux dans les lignes de champ (Kippenhahn & Schlüter, 1957 ; Kuperus & Raadu, 1974 ; Mok et al., 1990). On parle alors de « hamac magnétique » ou de « *magnetic dip* » (Pneuman, 1983).

La pluie coronale est observée lorsque des condensations froides s'écoulent le long des lignes de champ magnétique. Elles forment alors des structures en forme de gouttes (*blob-like structures*), qui semblent tomber le long de la boucle (Kawaguchi, 1970 ; Leroy, 1972 ; Foukal, 1978 ; Schrijver, 2001 ; O'Shea et al., 2007 ; De Groof et al., 2004, 2005 ; Antolin et al., 2010 ; Antolin & Rouppe van der Voort, 2012 ; Vashalomidze et al., 2015). On l'observe dans des raies froides émises à des températures de l'ordre de 10^4 K comme H α ou Ca II H et K (e.g. Foukal, 1978 ; De Groof et al., 2005 ; Antolin et al., 2010), ainsi que dans des raies plus chaudes comme He II 303,78 Å formée vers $10^{4,9}$ K et qui domine la bande à 304 Å de EIT (De Groof et al., 2004, 2005). Par ailleurs, la pluie coronale est plus facile à observer au-delà du limbe que sur le disque, où elle a été observée pour la première fois par Antolin et al. (2012).

On observe également de la pluie coronale dans les boucles post-flare (e.g. Schmieder et al., 1995 ; Shimojo et al., 2002 ; Hara et al., 2006 ; Scullion et al., 2014), où elle est le résultat d'un chauffage transitoire intense au niveau des pieds de la boucle, qui déclenche une évaporation importante suivie d'un refroidissement catastrophique au sommet de la boucle (Scullion et al., 2016). L'observation de pluie coronale s'écoulant d'une protubérance en éruption est par ailleurs rapportée par Liu et al. (2015).

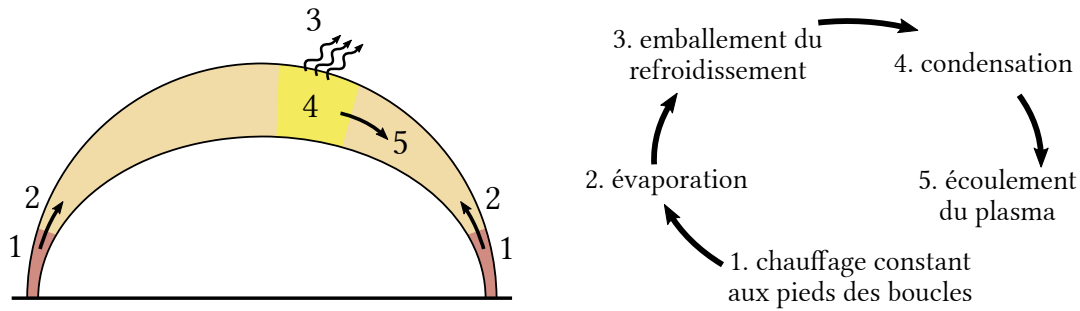


FIG. 1.5 Schéma des différentes étapes d'un cycle de condensation et d'évaporation.

1.3.3 Cycles de condensation et d'évaporation

Lorsque le chauffage nécessaire au développement du TNE est maintenu pendant assez longtemps, on assiste au développement de cycles de condensation et d'évaporation, durant lesquels le système tente d'atteindre un état d'équilibre sans jamais y arriver (Kuin & Martens, 1982 ; Martens & Kuin, 1983). Ces cycles peuvent être décomposés en 5 étapes, qui sont schématisées à la figure 1.5 :

1. *chauffage* : le plasma est chauffé par l'énergie déposée près des pieds de la boucle ;
2. *évaporation* : le plasma ainsi chauffé s'évapore³, et remplit la partie coronale de la boucle ;
3. *refroidissement* : le plasma se refroidit car les pertes radiatives ne sont pas compensées par la conduction qui transporte l'énergie déposée aux pieds par le chauffage (c'est le cœur du TNE), par ailleurs ce refroidissement s'emballe car les pertes radiatives augmentent lorsque la température diminue ;
4. *condensation* : le plasma devient plus dense en refroidissant ;
5. *écoulement* : le plasma condensé s'écoule le long de la boucle, en direction de l'un de ses deux pieds.

Le cycle continue lorsque l'écoulement atteint les pieds de la boucle, où il est chauffé à nouveau.

En dépit de leur nature périodique, ces cycles ne sont pas des oscillations, car cela impliquerait des variations autour d'un état d'équilibre. Ils sont plutôt assimilables aux cycles limites décrits dans l'étude des systèmes dynamiques (Kuin & Martens, 1982).

Durant ces cycles, les phases de refroidissement et d'écoulement du plasma se superposent. Par conséquent, les condensations ne refroidissent pas toujours jusqu'aux températures chromosphériques avant d'atteindre les pieds de la boucle et d'être réchauffées. Dans le cas où le plasma reste à des températures coronales durant tout le cycle, on parle de cycles de condensations incomplètes et d'évaporation. Sinon, on parle de cycles de condensations complètes et d'évaporation. Cela a des conséquences observationnelles : les cycles de condensations complètes se traduiront par la formation de pluie coronale périodique (*i.e.*

3. Le terme d'*évaporation* dénote ici une augmentation de la température du plasma, associée à une augmentation du degré d'ionisation et à une diminution de la densité. Il s'agit de l'inverse de la *condensation* décrite plus haut et non d'un changement d'état de liquide à gazeux.

du plasma froid), alors que les cycles de condensations incomplètes ne montreront que des écoulements de plasma chaud. (Ces écoulements de plasma chauds sont attendus au début de la phase d'écoulement de tous les cycles, quelle que soit la température finale des condensations.) Toutefois, cette distinction est purement observationnelle, et la limite entre condensations complètes et incomplètes est relativement arbitraire. En effet, les deux types de cycles sont causés par le même mécanisme physique et les températures minimales que peuvent atteindre les condensations occupent un continuum de valeurs plutôt que de former deux groupes distincts.

Les cycles de condensation et d'évaporation sont parfois appelés *cycles de non-équilibre thermique*. Ils sont produits depuis longtemps dans les simulations (§ 1.3.3.1) et sont observés depuis peu dans l'intensité des boucles coronales (§ 1.3.3.2).

1.3.3.1 Développement dans les simulations

Les cycles de TNE sont présentés dans de nombreux travaux de simulations, dont je fais ici une brève revue. Le principe de ces simulations est d'étudier la réponse du plasma à un chauffage externe, en simulant son évolution le long d'une ligne de champ magnétique fixe. Cela permet de simplifier l'évolution magnétohydrodynamique d'une boucle coronale à un problème hydrodynamique (le champ magnétique n'évolue pas) à une dimension (on étudie l'évolution du plasma le long d'une seule ligne de champ).

Les premières simulations de cycles de TNE produisaient exclusivement des condensations complètes (Kuin & Martens, 1982 ; Martens & Kuin, 1983 ; Karpen et al., 2001 ; Müller et al., 2003, 2004, 2005 ; Karpen et al., 2005 ; Mok et al., 2008). Ces simulations permettaient de reproduire correctement les observations de pluie coronale (Antolin et al., 2010) ou de protubérances (Xia et al., 2011). Cependant, ces condensations complètes ne sont observées que dans une petite fraction des boucles coronales chaudes ($T \gtrsim 1$ MK). Cela a mené Klimchuk et al. (2010) à conclure que le TNE ne peut pas expliquer les contraintes observationnelles de ces boucles, et que celles-ci ne sont donc pas chauffées de manière fortement stratifiée.

Cette interprétation est cependant invalidée par les résultats de Mikić et al. (2013), qui présentent des simulations de cycles de TNE avec des condensations incomplètes (un exemple est montré à la figure 1.6). Ces condensations incomplètes sont produites en introduisant une section de boucle non uniforme, ainsi qu'un chauffage ou une géométrie du champ magnétique légèrement asymétriques. L'asymétrie du chauffage ou de la géométrie de la boucle permettent que le plasma soit évacué dès le début de la phase de condensation et soit encore à des températures coronales lorsqu'il atteint les pieds où il est alors réchauffé. Dans le cas contraire où le chauffage et la boucle sont parfaitement symétriques (ce qui est le cas dans les travaux antérieurs), le sommet de la boucle est un point d'équilibre instable. Cela permet aux condensations de rester au sommet de la boucle pendant qu'elles refroidissent. Ces condensations sont déstabilisées et évacuées plus tard que dans les cas asymétriques de Mikić et al. (2013), ce qui leur laisse le temps de refroidir jusqu'à des températures chromosphériques, c'est-à-dire de former des condensations complètes.

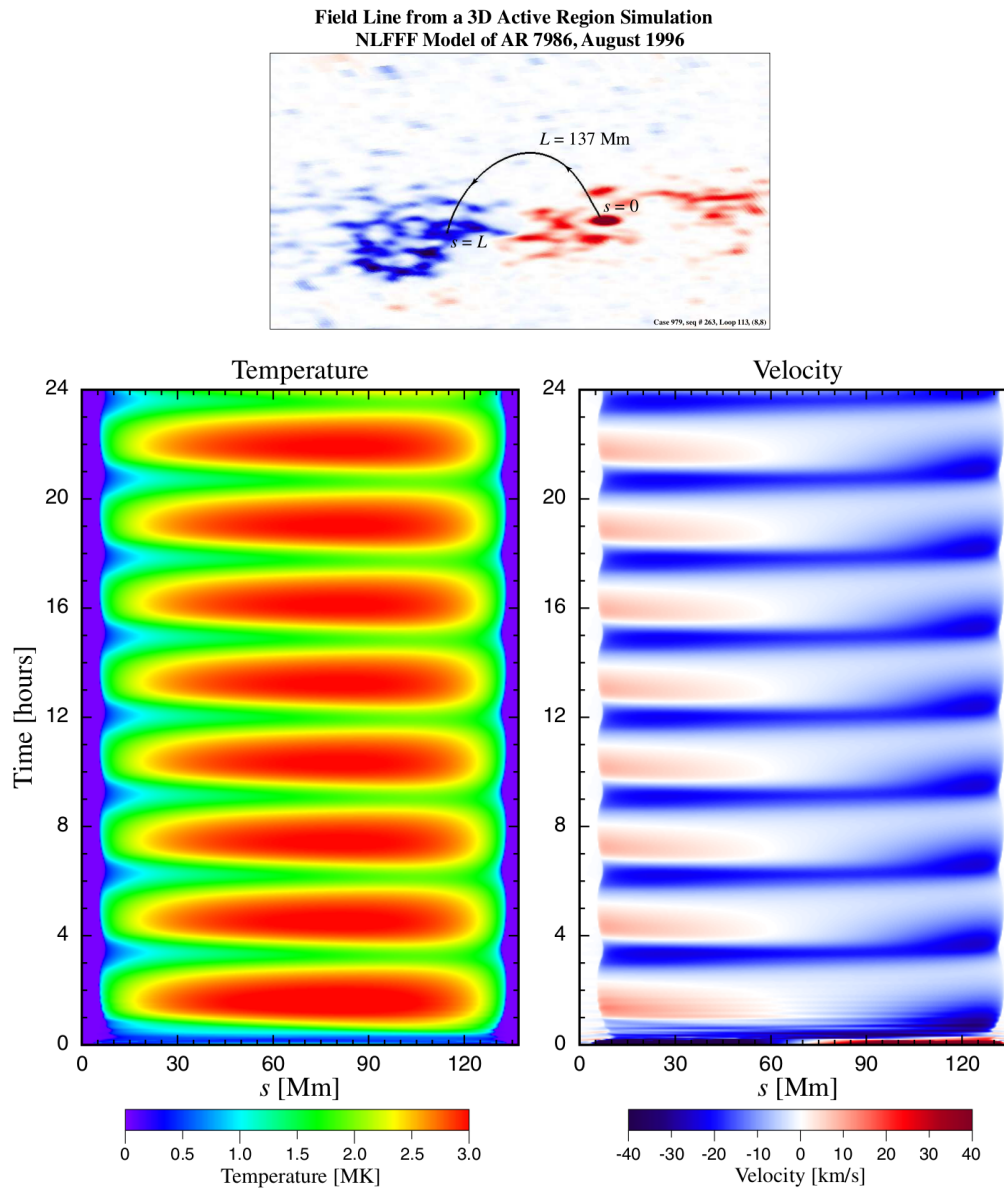


FIG. 1.6 Simulation de cycles de TNE avec des condensations incomplètes, d'après Mikić et al. (2013, figures 16 et 19). Évolution de la température (*en bas à gauche*) et de la vitesse (*en bas à droite*) le long d'une ligne de champ extrapolée (montrée *en haut*), en fonction de la position le long de la boucle s et du temps.

Lionello et al. (2013, 2016); Mok et al. (2016); Winebarger et al. (2016) ont par la suite confirmé que le TNE peut expliquer les propriétés observationnelles des boucles coronales, invalidant la conclusion de Klimchuk et al. (2010). Plusieurs études rapportent par ailleurs le développement de cycles de condensations complètes et incomplètes dans des simulations utilisant des géométries de boucles réalistes non symétriques (Mok et al., 2016; Downs et al., 2016; Froment et al., 2017, 2018).

Les périodes des pulsations obtenues dans ces simulations sont comprises entre quelques heures (e.g. Müller et al., 2003; Mikić et al., 2013) et plusieurs jours (Müller et al., 2005).

1.3.3.2 Détection de pulsations d'intensité de longue période

La première signature observationnelle des cycles de non-équilibre thermique a été obtenue en détectant des pulsations d'intensité de longue période (entre 3 et 16h) dans l'émission EUV de certaines boucles coronales. Ces pulsations ont été détectées par Auchère et al. (2014) dans des images à 195 Å de l'*Extreme-ultraviolet Imaging Telescope* (EIT : Delaboudinière et al., 1995) à bord du *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO : Domingo et al., 1995), et par Froment et al. (2015); Froment (2016) dans les six bandes coronales (94, 131, 171, 193, 211 et 335 Å) de l'*Atmospheric Imaging Assembly* (AIA : Lemen et al., 2012; Boerner et al., 2012) à bord du *Solar Dynamics Observatory* (SDO : Pesnell et al., 2012).

Je donne un bref résumé de la méthode de détection automatique utilisée pour détecter ces pulsations, qui est décrite en détails par Auchère et al. (2014) et Froment (2016) :

1. On construit un cube de données correspondant à l'observation sur le disque d'une région d'intérêt, qui est suivie durant plusieurs jours. Pour ce faire, les images sont converties en coordonnées héliographiques Carrington (voir Thompson, 2006), et la rotation différentielle est corrigée en utilisant les taux de Hortin (2003).
2. On calcule la transformée de Fourier des séries temporelles pour chaque pixel du cube.
3. On cherche dans le cube de puissance des groupes de voxels adjacents correspondant répondant aux critères suivants :
 - au moins un pixel a une puissance supérieure à 10σ au-dessus du niveau de bruit ;
 - les autres pixels ont une puissance qui vaut au moins la moitié de la puissance maximale ;
 - les pixels occupent une surface de plus de 2° carrés ;
 - le groupe occupe plus d'une ligne et plus d'une colonne de pixels ;
 - l'étalement en fréquence est inférieur à 10 Hz.
4. On enregistre les caractéristiques des événements ainsi détectés dans un catalogue.

L'article Auchère et al. (2016b) présente l'analyse détaillée de la forme des spectres de puissance de ces séries temporelles et le choix d'un modèle de bruit adapté. Cependant, ce modèle n'est pas suffisamment général pour représenter toutes les variétés de spectres présents dans les cubes de puissance (Threlfall et al., 2017). Pour la détection automatique,

on estime la puissance attendue en l'absence de pulsation pour chaque bin de fréquence en calculant la moyenne des 18 bins adjacents. Un exemple de pulsations détectées avec AIA est donné à la [figure 1.7](#).

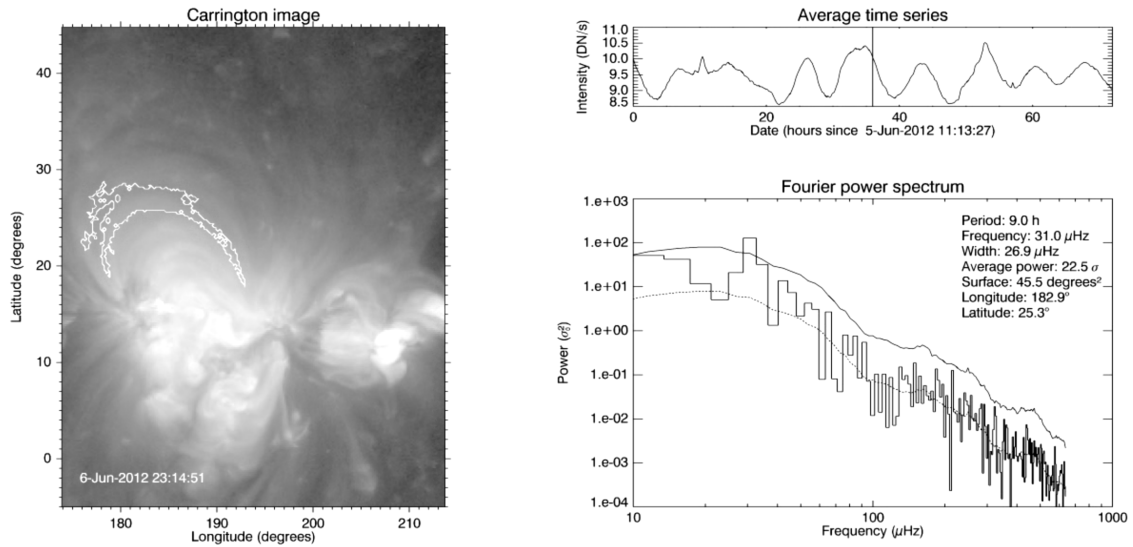


FIG. 1.7 Exemple de pulsations d'intensité de longue période détectées dans la bande à 335 Å de AIA, d'après [Froment \(2016, figure 2.4\)](#). L'image de gauche montre la région d'intérêt en coordonnées héliographiques, ainsi que la zone dans laquelle sont détectées les pulsations (contour blanc). La série temporelle des pulsations est donnée en haut à droite. Le spectre de puissances correspondant est donné en bas à droite, avec la puissance attendue (ligne pointillée) et le seuil de détection à 10σ (ligne continue).

Cette méthode a été appliquée à la recherche systématique de pulsations dans les données des imageurs EIT et AIA. [Auchère et al. \(2014\)](#) rapportent la détection de 917 événements observés par EIT entre 1997 et 2010, et [Froment \(2016\)](#) la détection de 3181 événements avec AIA entre 2010 et 2016. Environ la moitié des événements détectés se produisent dans le Soleil calme et l'autre moitié dans des régions actives (54 % des événements EIT et 67 % des événements AIA se produisent dans des régions actives⁴). Une grande partie des événements détectés dans des régions actives sont visuellement associés à des boucles coronales (95 % des cas EIT et 40 % des cas AIA).

Les travaux de [Auchère et al. \(2014\)](#) et [Froment et al. \(2017\)](#) constituent la première recherche systématique de pulsations d'intensité de longue période dans la couronne. Quelques cas isolés de pulsations avaient cependant été rapportés, par exemple par [Foullon et al. \(2004, 2009\)](#) qui présentent la détection de pulsations de longue période associées à un filament.

Ces pulsations sont interprétées comme étant le résultat de cycles de non-équilibre thermique se produisant dans les boucles observées. [Froment et al. \(2015\)](#) présentent

4. La différence entre ces proportions s'explique par le fait que les événements AIA sont détectés dans toutes les bandes coronales de l'instrument, alors que les événements EIT sont détectés uniquement avec la bande à 195 Å. Si l'on considère uniquement les événements détectés dans la bande à 193 Å de AIA (qui est similaire à la bande à 195 Å de EIT), on trouve des proportions comparables, avec 56 % des événements se produisant dans régions actives.

l'analyse détaillée de la structure thermique de trois événements détectés avec AIA. L'analyse de la DEM (construite en utilisant la méthode [Guennou et al., 2012a,b, 2013](#)) et des décalages temporels (*time lags*) entre les bandes de AIA (utilisant la méthode de [Viall & Klimchuk, 2012](#)) leur permettent de conclure que ces événements sont bien le résultat de cycles de TNE. [Froment et al. \(2017\)](#) ont par la suite réalisé des simulations hydrodynamiques 1D pour le cas 1 de leur précédent article, en utilisant le code de [Mikić et al. \(2013\)](#) et une géométrie issue de l'extrapolation d'une ligne de champ magnétique. Ces simulations montrent que les profils d'intensité observés par AIA sont très bien reproduits par des cycles de non-équilibre thermique et renforcent donc l'interprétation que les pulsations d'intensité de longue période sont le résultat de cycles de TNE.

L'origine des pulsations détectées dans le Soleil calme est plus incertaine, mais elles pourraient également être le résultat de cycles de TNE. En effet, ces pulsations pourraient être observées aux pieds de longues boucles (comme des *fan loops*, voir [figure 1.3](#)), dont le corps est trop ténu pour être observé. La période des cycles de TNE est d'autant plus grande que les boucles sont longues (notamment car les évaporations et les condensations mettent plus de temps à parcourir la boucle) et que leur densité est faible (les pertes radiatives diminuent avec la densité, ce qui augmente le temps de refroidissement). Or les pulsations détectées dans le Soleil calme ont des pulsations plus longues que celles détectées dans les régions actives, ce qui va dans le sens de l'interprétation que ces événements se produisent dans de longues boucles dont on ne voit que les pieds.

1.3.4 *Signature d'un chauffage stratifié et quasi-constant, en adéquation avec la géométrie de la boucle*

Les travaux de simulation et d'observation présentés ci-dessus ont permis d'établir plusieurs contraintes sur la distribution spatiotemporelle du chauffage qui permet le développement de cycles de TNE dans les boucles.

Le chauffage doit en premier lieu être fortement stratifié, de sorte que la majorité de l'énergie soit déposée près des pieds de la boucle. Cette condition est nécessaire au développement du TNE (*e.g.* [Antiochos & Klimchuk, 1991](#)). Le chauffage doit par ailleurs être quasi-constant, c'est-à-dire que son temps de répétition est inférieur au temps caractéristique de refroidissement du plasma ([Karpen & Antiochos, 2008](#) ; [Susino et al., 2010](#) ; [Johnston et al., 2019](#)). Dans le cas contraire, c'est la variation temporelle du chauffage qui détermine l'évolution du plasma dans la boucle, et le TNE ne peut pas se développer. Soulignons cependant qu'un chauffage quasi-constant n'est pas en contradiction avec le fait que le chauffage soit impulsif (§ 1.1.2), mais donne juste une contrainte sur le temps de répétition des événements de chauffage. Le développement de cycles de condensation et d'évaporation nécessite également que les conditions de chauffage soient maintenues sur toute la durée des pulsations.

En plus de ces critères de stratification et de stabilité temporelle, [Mikić et al. \(2013\)](#) ont montré que le développement de cycles de condensations incomplètes et d'évaporation nécessite que le chauffage ou la géométrie de la boucle soient légèrement asymétriques, et que la section de la boucle (*i.e.* le facteur d'expansion du champ magnétique) soit plus grande au sommet qu'aux pieds. Cependant, si l'asymétrie est trop importante, le système

trouve un état d'équilibre dynamique, dans lequel s'établit un écoulement stationnaire d'un pied à l'autre de la boucle.

Enfin, [Froment et al. \(2018\)](#) ont établi qu'aucune géométrie particulière du champ magnétique n'est nécessaire pour avoir du TNE, mais que les paramètres du chauffage (énergie déposée, stratification et asymétrie) doivent être adaptés à la géométrie de la boucle.

La récente observation d'un grand nombre d'événements de pulsations d'intensité de longue période suggère que le TNE est très fréquent dans les boucles coronales. Par conséquent, le chauffage dominant dans les régions actives serait fortement stratifié et quasi-constant.

1.4 OBJECTIFS DE LA THÈSE

Malgré les récentes avancées dans la compréhension des cycles de non-équilibre thermique, de nombreux détails restent à élucider. En particulier, les écoulements périodiques prédits par les simulations n'ont encore jamais été détectés. Leur détection permettrait cependant de confirmer que les pulsations d'intensité sont bien le résultat de cycles de TNE. De plus, l'étude de ces écoulements permettrait de contraindre davantage la distribution spatiale et temporelle du chauffage auquel sont soumises les boucles coronales.

Par ailleurs, si les simulations montrent qu'il est possible de produire des cycles de TNE avec des condensations complètes et incomplètes, on ne sait pas quel phénomène domine dans les boucles. L'analyse détaillée de trois événements par [Froment et al. \(2017\)](#) montre que ces cas correspondent à l'observation de condensations incomplètes. Cependant, [Froment et al. \(2018\)](#) ont également montré que les profils d'intensité EUV obtenus pour des cycles de TNE avec condensations complètes et incomplètes sont très similaires. Il est donc difficile de faire la distinction entre condensations complètes et incomplètes sur la seule base des profils d'intensité EUV. La détection de pluie coronale périodique associée aux pulsations d'intensité permettrait d'établir à coup sûr l'existence de cycles de condensations complètes et d'évaporation. L'étude de la pluie coronale périodique permettrait également de mieux comprendre comment la géométrie de la boucle et les paramètres de chauffage influent sur le type de condensations formées. Cela pourra être accompli en comparant des observations et des simulations de pluie coronale périodique aux travaux similaires réalisés pour les condensations incomplètes.

Dans cette thèse, je présente la recherche d'écoulements de plasma associés à des pulsations d'intensité de longue période, qui sont prédits par les simulations de cycles de condensation et d'évaporation résultant du TNE. J'ai adopté deux approches pour détecter ces écoulements :

- la recherche d'écoulements périodiques de plasma à température coronale (environ 1 MK) en utilisant les données du spectromètre-imageur *Hinode*/EIS ([Kosugi et al., 2007](#) ; [Culhane et al., 2007](#)) ;
- la recherche de pluie coronale périodique dans les données des imageurs *SDO*/AIA et *STEREO*/SECCHI/EUVI ([Wuelser et al., 2004](#) ; [Howard et al., 2008](#) ; [Driesman et al., 2008](#)).

La recherche des écoulements à température coronale s'est révélée particulièrement ardue. Elle a notamment nécessité de bien comprendre tous les effets instrumentaux de EIS et de développer une nouvelle méthode pour corriger le pointage de l'instrument. Je présente ces effets instrumentaux et la méthode d'alignement au [chapitre 2](#) et dans l'article [Pelouze et al. \(2019a\)](#).

Je présente ensuite la détection d'écoulements de plasma à température coronale associés à des pulsations d'intensité au [chapitre 3](#) et dans l'article [Pelouze et al. \(2019b\)](#). Nous avons pu identifier les écoulements recherchés dans des données extraites des archives de données EIS. Je présente également une campagne d'observations que nous avons réalisée pour acquérir de nouvelles données plus adaptées à la détection des écoulements.

Dans le [chapitre 4](#), je présente la détection d'un cas de pluie coronale périodique (article [Auchère et al., 2018](#)), ainsi qu'un travail de simulations numériques de cet événement. Ces simulations permettent de mieux comprendre quels paramètres font que des cycles de TNE sont associés à des condensations complètes ou incomplètes.

Enfin, je présente les conclusions et les perspectives de cette thèse au [chapitre 5](#).

REPOUSSER LES LIMITES DU SPECTROMÈTRE-IMAGEUR EUV *Hinode*/EIS

2.1	Le spectromètre-imageur EUV <i>Hinode</i> /EIS	23
2.1.1	Présentation générale	23
2.1.2	Effets instrumentaux	25
2.2	Une nouvelle méthode pour déterminer le pointage de EIS	27
2.2.1	Article : “Comprehensive Determination of the <i>Hinode</i> /EIS Roll Angle” (Pelouze et al., 2019a)	27
2.2.2	Relation entre le roulis et les autres paramètres d’observation	41
2.3	Conclusions	42

Dans ce chapitre, je m’intéresse au spectromètre-imageur dans l’extrême-ultraviolet EIS (*EUV Imaging Spectrometer* : Korendyke et al., 2006 ; Culhane et al., 2007) à bord du satellite *Hinode* (Kosugi et al., 2007). Cet instrument permet de réaliser des spectres résolus spatialement avec une bonne résolution angulaire (2" d’après les mesures au sol) et spectrale (47 mÅ à 185 Å, Culhane et al., 2007). Cependant, ces performances sont réduites par de nombreux effets instrumentaux. En particulier, le *jitter* du satellite (une variation aléatoire de son attitude et donc de son pointage au cours du temps) réduit la résolution angulaire effective de EIS et rend son coalignement avec d’autres instruments difficile.

Après une description de l’instrument et de ses effets instrumentaux (§ 2.1), je présente une méthode permettant de corriger après coup le pointage de EIS (§ 2.2). Cette méthode, qui recale les données de EIS avec celles de l’imageur *SDO/AIA* (Lemen et al., 2012), permet de corriger la translation entre les champs de vue des deux instruments (qui est corrigée dans la plupart des études utilisant des données EIS), mais aussi la rotation du champ de vue et la translation de chaque position de fente (ces effets n’étant que très rarement corrigés). J’utilise ensuite cette méthode pour déterminer le roulis de EIS, qui n’avait jamais été mesuré de manière systématique (article Pelouze et al., 2019a, § 2.2.1).

2.1 LE SPECTROMÈTRE-IMAGEUR EUV *Hinode*/EIS2.1.1 *Présentation générale*

Le satellite *Hinode* (figure 2.1), lancé en septembre 2006 par la JAXA, embarque trois instruments : le *Solar Optical Telescope* (SOT : Tsuneta et al., 2008), le *X-Ray Telescope* (XRT : Golub et al., 2007) et l’*EUV Imaging Spectrometer* (EIS : Culhane et al., 2007). Le satellite est sur une orbite polaire héliosynchrone avec une altitude de 680 km, une inclinaison de 98,1° et une période de 98 minutes (Kosugi et al., 2007). Cette orbite permet d’observer le Soleil sans interruption de septembre à mai, et durant 68 minutes ou plus par orbite de mai à septembre (Mariska, 2016).

EIS réalise des spectres résolus spatialement de la couronne solaire dans deux gammes de longueurs d'onde EUV : 170–210 Å (canal SW) et 250–290 Å (canal LW). Ces gammes de longueur d'onde permettent d'observer l'émission du plasma à température coronale entre 1 MK et 20 MK, ainsi que quelques raies chromosphériques autour de 0,04 MK et de la région de transition autour de 0,25 MK (Culhane et al., 2007).

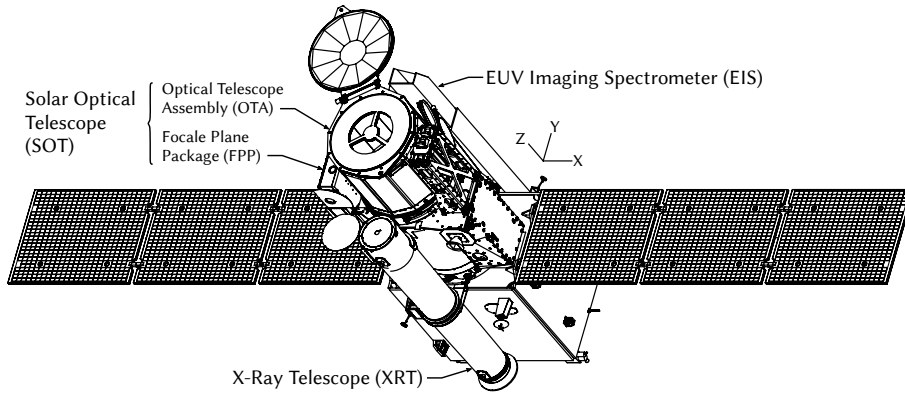


FIG. 2.1 Schéma de *Hinode* (adapté de Kosugi et al., 2007, figure 1), montrant l'emplacement des instruments EIS, SOT et XRT, ainsi que les trois axes du satellite. Le Soleil est pointé dans la direction +Z.

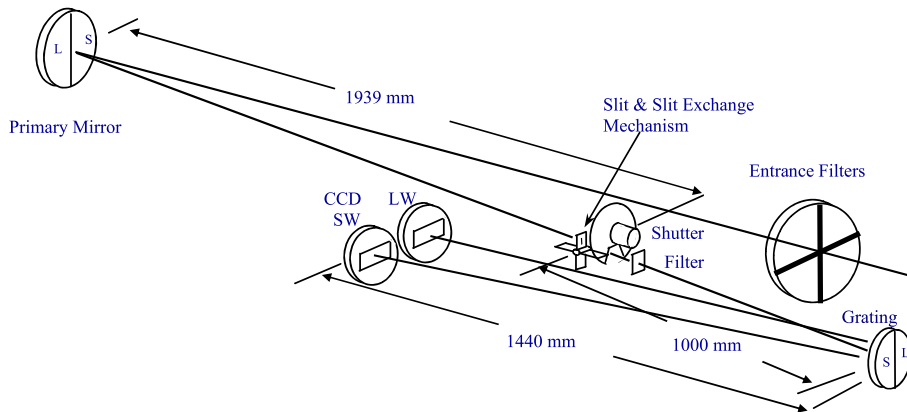


FIG. 2.2 Schéma optique du spectromètre-imageur EIS (Culhane et al., 2007, figure 1).

Le schéma optique de EIS est présenté à la figure 2.2. Les rayons en provenance du Soleil sont collectés par un miroir primaire qui forme une image sur l'une des quatre fentes disponibles. Cette fente permet de sélectionner une colonne de l'image. Un réseau concave disperse et focalise ensuite la lumière provenant de la fente sur le plan focal, où se trouvent deux capteurs CCD dédiés à chacune des deux gammes de longueur d'onde de l'instrument.

Le miroir primaire de EIS est équipé d'un système permettant de régler précisément son orientation dans la direction perpendiculaire à la fente. Cela permet de réaliser des *rasters*, c'est-à-dire des spectres résolus spatialement dans les deux directions, qui sont obtenus en balayant la fente sur la cible. La fente est orientée dans la direction nord-sud (axe solaire θ_Y), et le balayage a lieu d'ouest en est (axe θ_X). Les axes des rasters sont

donc : l'axe θ_Y , une combinaison de θ_X et du temps, et l'axe des longueurs d'onde. Il est également possible de réaliser des *sit-and-stares*, où la position de la fente reste fixée.

EIS dispose de deux fentes étroites (1'' et 2'' sur le ciel) utilisées pour réaliser des spectres, et de deux fentes larges (40'' et 266'') utilisées pour réaliser rapidement des spectrohéliogrammes de raies intenses. Son champ de vue maximal est de 360'' \times 512'', avec une résolution effective d'environ 3'' le long de la fente (Del Zanna et al., 2011 ; Young et al., 2013 ; Ugarte-Urra, 2016). Selon la fente sélectionnée et le pas du raster, la résolution dans la direction de balayage peut être plus basse.

2.1.2 Effets instrumentaux

Je fais maintenant un inventaire des effets instrumentaux qui affectent EIS, et de la manière dont certains peuvent être corrigés. La plupart de ces effets sont décrits dans les *EIS Software Notes*¹, qui font partie de la documentation de SolarSoft (SSW : Freeland & Handy, 2012).

Les effets liés au détecteur et à la transmission des éléments optiques sont en général bien compris, et sont corrigés par la routine SSW `eis_prep.pro` (Young, 2013, EIS Software Note 1) :

- les valeurs moyennes du biais et du courant d'obscurité sont estimées et soustraites (Bryans, 2010, EIS Software Note 10) ;
- les pixels saturés, ceux affectés par des rayons cosmiques ou des grains de poussière, ainsi que les pixels chauds et tièdes (Bradley & Young, 2011, EIS Software Note 6) sont identifiés et marqués comme manquants ;
- les nombres de coups mesurés par le détecteur sont convertis en unités physiques ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{\AA}^{-1}$), en utilisant des mesures d'étalonnage effectuées avant le lancement et en vol, ainsi qu'un modèle pour la dégradation de la sensibilité des détecteurs (Mariska, 2010a, EIS Software Note 2).

Les fentes sont légèrement inclinées par rapport aux axes des deux CCD, et les CCD eux-mêmes sont décalés verticalement l'un par rapport à l'autre (Young, 2011a, EIS Software Note 3 ; Young, 2010, EIS Software Note 4). Cela introduit dans les spectres un décalage spatial et spectral qui dépend de la longueur d'onde. Ces deux effets sont corrigés lorsqu'on utilise la routine SSW `eis_auto_fit.pro` (Young, 2015, EIS Software Note 16). Il est aussi possible de créer un tableau de longueurs d'onde corrigées à l'aide de la fonction SSW `eis_getwindata()`, comme décrit dans Young (2015, §1.6).

La largeur instrumentale des raies mesurées par EIS dépend non seulement de la fente utilisée, mais également de la position le long de la fente (Young, 2011b, EIS Software Note 7). Cet effet est corrigé par la routine `eis_slit_width.pro`, qui est appelée par la fonction `eis_get_fitdata()` utilisée avec `eis_auto_fit.pro`.

Il faut par ailleurs noter que la fonction d'étalement de point de EIS (PSF pour *Point Spread Function*, Ugarte-Urra, 2016, EIS Software Note 8) est asymétrique, formant une ellipse légèrement inclinée par rapport à l'axe spatial et à l'axe spectral du détecteur.

1. ftp://sohoftp.nascom.nasa.gov/solarsoft/hinode/eis/doc/eis_notes/

Cela peut introduire des décalages spectraux (*i.e.* des vitesses Doppler) artificiels dans les régions où le gradient d'intensité le long de la fente est important (Young et al., 2012 ; Ugarte-Urra, 2016, EIS Software Note 8). Cependant, il n'existe pas encore de méthode systématique permettant de corriger cet effet.

Enfin, les deux effets instrumentaux suivants sont ceux dont la correction est la plus délicate : il existe plusieurs méthodes pour les corriger, et il est nécessaire d'en vérifier le résultat pour s'assurer qu'elles ont fonctionné correctement.

- *Dérive spectrale* Au cours de l'orbite de *Hinode*, EIS se trouve soit du côté de la Terre (et donc exposé à son rayonnement thermique), soit du côté de l'espace (protégé du rayonnement terrestre par le satellite). Ces changements de température induisent des déformations thermoélastiques dans l'instrument, ce qui modifie notamment l'angle entre le réseau et les caméras CCD. En conséquence, le spectre se déplace d'environ 1,5 pixel sur le détecteur au cours de l'orbite, ce qui correspond à une variation apparente de la vitesse Doppler de 50 km s^{-1} à 195 \AA (Brown et al., 2007 ; Kamio et al., 2011, EIS Software Note 5). Une telle variation domine sur beaucoup des vitesses mesurées sur le Soleil.

Kamio et al. (2010) ont développé une méthode permettant de modéliser et de corriger automatiquement cet effet en utilisant les données des capteurs de température de l'instrument. Cette méthode permet de réduire l'amplitude des variations à $4,4 \text{ km s}^{-1}$ et est appliquée par la routine SSW `eis_auto_fit.pro`.

Pour des mesures de vitesse plus précises, il est nécessaire de corriger la dérive orbitale en utilisant les données de programmes scientifiques comme décrit par Young et al. (2012). Le principe de cette méthode est de supposer que la vitesse dans le Soleil calme est constante, et donc que les variations de vitesse qui sont mesurées sont uniquement causées par la dérive spectrale. On note $v_{\text{mes.}}(xt, y)$ la vitesse mesurée en tout point d'un raster (qui dépend de la position le long de la fente y et de la position spatiotemporelle de la fente à chaque pas, notée xt) ; $v_{\text{mes. QS}}(xt)$ la vitesse mesurée dans le Soleil calme pour chaque position de la fente, moyennée le long de la fente ; $v_{\text{ref. QS}}$ la vitesse radiale absolue attendue pour le Soleil calme à la température de la raie utilisée (voir par exemple Sandlin et al., 1977 ; Peter & Judge, 1999 ; Dadashi et al., 2011 ; Wang et al., 2013 ; Kayshap et al., 2015) ; et $\theta(x, y)$ l'angle entre la ligne de visée et la normale à la surface du Soleil. La vitesse corrigée $v_{\text{corr.}}(xt, y)$ est donnée par :

$$v_{\text{corr.}}(xt, y) = v_{\text{mes.}}(xt, y) - v_{\text{mes. QS}}(xt) + v_{\text{ref. QS}} \times \cos(\theta(x, y)) \quad (2.1)$$

Il convient d'appliquer cette deuxième méthode après avoir utilisé `eis_prep.pro` et `eis_auto_fit.pro` pour corriger les autres effets décrits précédemment. Dans ce cas, on applique successivement la méthode de Kamio et al. (2010, appliquée avec `eis_auto_fit.pro`) et la méthode utilisant le Soleil calme. Cela n'est pas problématique, car correction utilisant le Soleil calme remplace le résultat de la première correction.

2.2 UNE NOUVELLE MÉTHODE POUR DÉTERMINER LE POINTAGE DE EIS

- *Pointage* Le pointage de EIS varie au cours du temps et il est nécessaire de caractériser ces variations pour pouvoir comparer ses données à celles d'autres instruments.

Le pointage *Hinode* varie de plusieurs dizaines de secondes d'arc au cours de l'année. Cela a été étudié en détail pour EIS par [Mariska \(2016, EIS Software Note 20\)](#) et pour XRT par [Yoshimura & McKenzie \(2015\)](#).

À ces variations lentes s'ajoutent des variations orbitales ainsi que des variations aléatoires rapides (dus au *jitter* du satellite), qui ont une amplitude de quelques secondes d'arc ([Shimizu et al., 2007](#) ; [Mariska, 2010b, EIS Software Note 9](#)). Dans le cas de EIS, ces variations se produisent sur des temps plus courts que la durée caractéristique d'acquisition d'un raster. Le pointage change donc d'une position de fente à l'autre, ce qui peut déformer les structures observées et rend les variations de pointage difficiles à caractériser. Ces variations ont été caractérisées pour SOT et XRT par [Shimizu et al. \(2007\)](#), mais pas pour EIS.

Par ailleurs, l'angle de rotation entre le champ de vue de EIS et le nord solaire n'a jamais été caractérisé de manière systématique, et il est donc rarement corrigé. Même si cet angle est faible (il est possible de coaligner EIS et AIA de manière approximative en le supposant nul), il peut introduire des décalages de quelques pixels.

C'est sur la caractérisation des variations de pointage et du roulis de EIS que porte le travail présenté à la partie suivante (§ 2.2).

2.2 UNE NOUVELLE MÉTHODE POUR DÉTERMINER LE POINTAGE DE EIS

Dans la plupart des études utilisant des données EIS, les rasters sont coalignés avec des images de AIA ou de *SOHO/EIT* ([Domingo et al., 1995](#) ; [Delaboudinière et al., 1995](#)), afin de corriger une translation globale dans le pointage de l'instrument. Cependant, un coalignement complet nécessite de tenir également compte du rapport entre les tailles angulaires des pixels des instruments (le rapport des *plate scales*), de la rotation entre leurs champs de vue dans le plan du ciel, et du fait que le pointage change entre deux positions de fente d'un même raster.

J'ai développé une méthode de coalignement avec AIA tenant compte de la rotation du champ de vue et de la variation temporelle du pointage, que j'ai ensuite appliquée à la mesure systématique du roulis de EIS (§ 2.2.1). Je présente ensuite les tests que j'ai effectués pour déterminer si le roulis de EIS dépend d'autres paramètres d'observation (§ 2.2.2).

2.2.1 Article : “Comprehensive Determination of the *Hinode*/EIS Roll Angle” ([Pelouze et al., 2019a](#))

L'article [Pelouze et al. \(2019a\)](#) présente une nouvelle méthode d'alignement pour EIS et son application à la détermination du roulis de l'instrument. J'en présente un résumé ici.

- Pour déterminer le pointage de EIS, on cherche le maximum de corrélation entre l'intensité dans la raie du Fe XII à 195,119 Å mesurée par EIS, et un raster synthétique construit à partir d'images de la bande à 193 Å de AIA (qui est dominée par l'émission de la raie Fe XII 195,119 Å). Le raster synthétique simule ce qui serait observé par AIA si chaque image était acquise colonne par colonne, comme c'est le cas pour EIS. Cela permet de rendre compte de l'évolution temporelle du Soleil pendant l'acquisition d'un raster. On applique trois étapes consécutives (schématisées à la figure 2.3) pour trouver le maximum global de corrélation entre les intensités EIS et AIA :

1. on détermine la translation moyenne entre les rasters (cette translation varie avec une amplitude de 70'' au cours de l'année);
2. on détermine l'angle de rotation entre les deux rasters;
3. on détermine la translation de chaque position de fente (ces translations dues au jitter du satellite varient d'une position de fente à l'autre, avec une amplitude pouvant aller jusqu'à 10'').

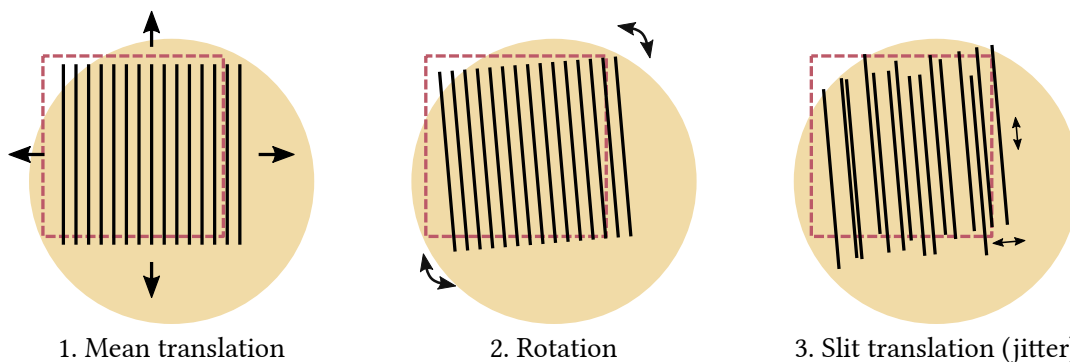


FIG. 2.3 Schéma des trois étapes appliquées pour corriger le pointage de EIS : 1. translation moyenne, 2. rotation, 3. translation de chaque position de fente. Le *rectangle rouge* représente le pointage initial et les *traits noirs* représentent les positions de fente du raster à chaque étape. Les échelles des déplacements sont exagérées afin qu'ils soient bien visibles.

- Ces étapes permettent de corriger le pointage de EIS pour des rasters avec un rapport signal à bruit suffisamment élevé. Nous avons vérifié que l'ordre dans lequel on applique ces étapes est optimal en essayant d'autres combinaisons. Par ailleurs, la rotation mesurée n'est pas le résultat de rotations entre différents éléments optiques à l'intérieur de l'instrument.
- Nous appliquons ensuite la méthode d'alignement à la mesure du roulis entre EIS et AIA. Pour ce faire, on coaligne les 3856 rasters acquis par EIS entre mai 2010 et septembre 2018, dont le champ de vue est plus large que 200'', le temps d'exposition supérieur à 15 s, et qui utilisent les fentes de 1'' ou 2''.
- La distribution des angles de roulis obtenus a une moyenne de $(-0,387 \pm 0,007)^\circ$ et une largeur de $0,399^\circ$ (voir figure 5 de l'article). Une telle rotation correspond à un décalage de 3,5'' sur 512'' (la hauteur maximale du champ de vue de EIS), ce qui est significatif étant donnée la résolution de EIS.

- Le roulis mesuré entre EIS et AIA varie avec une période de un an. Cette variation est compatible avec celle mesurée par [Yoshimura & McKenzie \(2015\)](#) pour le roulis entre XRT et AIA. Cependant, le roulis moyen de XRT ($+0,34^\circ$) est différent de celui de EIS ($-0,387^\circ$). Cela suggère que le roulis mesuré entre EIS et AIA est la combinaison d'un angle constant entre EIS et *Hinode*, et d'un angle dépendant du temps entre *Hinode* et *SDO*.
- Nous recommandons de corriger le roulis et le jitter pour chaque raster EIS ayant un rapport signal à bruit suffisant. Pour ce faire, nous fournissons un module python qui implémente la méthode présentée dans l'article².

J'ai mis au point la méthode d'alignement présentée dans l'article et l'ai appliquée à la mesure du roulis, avec les conseils de Frédéric Auchère et Karine Bocchialini. Les autres auteurs, membres de l'équipe EIS, ont révisé la méthode d'alignement et ont fourni des retours qui m'ont permis de l'améliorer. En particulier, Deborah Baker et Louise Harra m'ont aidé à identifier les causes des déformations vues dans les images, permettant de séparer les effets du roulis et du jitter. Harry Warren a par ailleurs testé la méthode d'alignement. Enfin, David Brooks et John Mariska ont comparé les résultats de l'alignement à ceux de méthodes existantes ([Brooks et al., 2012](#) ; [Mariska, 2016](#)).

2. https://github.com/gpelouze/eis_pointing



Comprehensive Determination of the *Hinode*/EIS Roll Angle

Gabriel Pelouze¹ · Frédéric Auchère¹ ·
Karine Bocchialini¹ · Louise Harra² ·
Deborah Baker² · Harry P. Warren³ ·
David H. Brooks⁴ · John T. Mariska⁵

Received: 30 December 2018 / Accepted: 2 April 2019
© Springer Nature B.V. 2019

Abstract We present a new coalignment method for the *EUV Imaging Spectrometer* (EIS) on board the *Hinode* spacecraft. In addition to the pointing offset and spacecraft jitter, this method determines the roll angle of the instrument, which has never been systematically measured, and which is therefore usually not corrected. The optimal pointing for EIS is computed by maximizing the cross-correlations of the Fe XII 195.119 Å line with images from the 193 Å band of the *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) on board the *Solar Dynamics Observatory* (SDO). By coaligning 3336 rasters with high signal-to-noise ratio, we estimate the rotation angle between EIS and AIA and explore the distribution of its values. We report an average value of $(-0.387 \pm 0.007)^\circ$. We also provide a software implementation of this method that can be used to coalign any EIS raster.

Keywords *Hinode*, EIS · Instrumental effects · Instrumentation and data management · Spectrum, ultraviolet

Electronic supplementary material The online version of this article (<https://doi.org/10.1007/s11207-019-1451-5>) contains supplementary material, which is available to authorized users.

✉ G. Pelouze
gabriel.pelouze@ias.u-psud.fr

- ¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Bât. 121, 91405 Orsay cedex, France
- ² Mullard Space Science Laboratory, University College London, Holmbury, St. Mary, Dorking, Surrey, KT22 9XF, UK
- ³ Space Science Division, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375, USA
- ⁴ College of Science, George Mason University, 4400 University Drive, Fairfax, VA 22030, USA
- ⁵ Department of Physics and Astronomy, George Mason University, 4400 University Drive, Fairfax, VA 22030, USA

Published online: 22 May 2019

Springer

1. Introduction

To analyze data from the *Extreme-ultraviolet (EUV) Imaging Spectrometer* (EIS: Culhane *et al.*, 2007) on board *Hinode* (Kosugi *et al.*, 2007), it is required to accurately correct the pointing of the instrument. This is usually done by registering (*i.e.* finding the geometrical transform between two images) EIS rasters with images from the *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA: Lemen *et al.*, 2012) on board the *Solar Dynamics Observatory* (SDO: Pesnell, Thompson, and Chamberlin, 2012), or from the *Extreme-ultraviolet Imaging Telescope* (EIT: Delaboudinière *et al.*, 1995) on board the *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO: Domingo, Fleck, and Poland, 1995).

Registering EIS images with the reference instrument requires knowledge of two translations (the pointing offsets along the X - and Y -axis), a scaling factor (the ratio of the plate scales), and a rotation (the roll-angle difference in the plane of the sky). The roll angle is the most difficult parameter to determine.

The roll angles of the *X-Ray Telescope* (XRT: Golub *et al.*, 2007) and the *Solar Optical Telescope* (SOT: Tsuneta *et al.*, 2008), both on board *Hinode*, have been determined using transits of Mercury by Shimizu *et al.* (2007). The temporal evolution of the XRT roll angle was later measured by Yoshimura and McKenzie (2015), who used correlations with AIA and the *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI: Scherrer *et al.*, 2012) on board SDO. The authors find that this rotation angle changes periodically over one year with an amplitude of about 0.2° . The roll angle of EIS, however, has never been determined, and is therefore not systematically accounted for. Indeed, very few studies report taking into account a rotation when coaligning EIS data (see, *e.g.*, Brooks, Warren, and Ugarte-Urra, 2012, who report doing so).

Furthermore, the spacecraft jitter randomly changes the spacecraft attitude by a few arcsec on all three axes and at each slit position during a raster scan (Shimizu *et al.*, 2007). This has a significant effect on the pointing offset, which can change by several pixels as a result. Therefore each slit position has to be coaligned independently from one another, along the X - and Y -directions. However, the effect of the jitter on the roll angle (Z -axis) is negligible, because it rotates the field of view (FOV) by a few arcsec in the plane of the sky (the same angle as around the X - and Y -axes). Over the largest EIS field of view ($512''$), a rotation of $10''$ would shift the observed structures by less than $0.02''$ (or 0.02 pixels) at the edge of the FOV. Because of this, we can search for an overall rotation angle common to all slit positions.

In Section 2, we present a new method to register EIS rasters with SDO/AIA images, which corrects the instrument roll and spacecraft jitter. In Section 3, we apply this method to get an accurate estimation of the roll angle between the spectrometer EIS and the imager AIA. In Section 4, we investigate the temporal dependency of this roll angle, and conclude that it is consistent with the findings of Yoshimura and McKenzie (2015) for XRT. Finally, we summarize our results and provide software to coalign EIS rasters with AIA in Section 5.

2. A New Method to Register EIS Rasters with AIA

2.1. Overview

We determine the pointing for an EIS raster by searching for the maximum cross-correlation between an Fe XII 195.119 Å intensity map and a synthetic raster built from AIA 193 Å images. This synthetic raster simulates what would be seen by AIA if it acquired images by

scanning each column at a time, as it is the case with EIS rasters. For efficiency, the Fe XII map is obtained by summing intensities between 194.969 and 195.269 Å from the level 1 EIS raster, which has been prepared with the routine `eis_prep.pro` from SolarSoft (Freeland and Handy, 2012). We verified that identical registration results are obtained when the intensities are computed using `eis_auto_fit.pro`, which fits Gaussians to the Fe XII 195.119 and 195.179 Å lines. The synthetic raster is obtained from a cube of level 1 AIA 193 Å images with a cadence of one minute, from which intensities are derived at the EIS spatial and temporal positions using bilinear interpolation. The synthetic raster is then degraded to the resolution of EIS by convolving it with a Gaussian PSF of 3'' FWHM (Del Zanna, O'Dwyer, and Mason, 2011; Young *et al.*, 2013). In order for the AIA data to be as close as possible to what would be observed by EIS, we use different synthetic rasters when computing the cross-correlation map, which are generated for each sampled value of offset and rotation. Using synthetic rasters instead of a single AIA image is necessary because structures on the Sun may change significantly during the acquisition of the EIS raster, which can take up to several hours. We use the plate-scale value of $1'' \text{ pixel}^{-1}$ from the EIS headers. Although this value slightly differs from the $(1.002 \pm 0.016)'' \text{ pixel}^{-1}$ reported by Hara (2008), comparison between aligned EIS and AIA images shows no significant deformation of the structures that could be caused by an incorrect plate scale.

Searching for the global maximum cross-correlation in one run would require excessive computation time because the parameter space to explore is very large. Therefore we perform the correction in three sequential steps to save time: 1. determine and correct the average translation; 2. determine and correct the roll angle; 3. correct the jitter by coaligning each slit position independently. At step 1, we search for a translation that can be as large as the raster field of view. At step 2, we simultaneously search for rolls around the center of the field of view with angles between -3 and 3° , along with a smaller translation (between -10 and $10''$ along the X -axis, and -5 and $5''$ along the Y -axis). At step 3 we search for translations of each slit position (*i.e.* each column of the raster), between -20 and $20''$ along both axes. These search limits were chosen by computing the cross-correlation over a wider range of offsets for about a hundred of rasters, and looking at the distributions of the maximum position.

2.2. Performance

For rasters with sufficient SNR (exposure times greater than 15 seconds with the $1''$ slit for on-disk observations), our method can efficiently correct the visible deformation of the structures due to the instrument rotation and satellite jitter. We present registration results for raster `eis_l0_20140810_042212`, which corresponds to the observation of the active region NOAA 12135 on 10 August 2014 starting from 04:22:12 UT. This raster features an exposure time of 15 seconds at each position of the $1''$ slit, a scan step of $2''$, and a field of view of $480'' \times 512''$. The field of view of this raster is shown in Figure 1. The registration gives an offset of $(17.0'', 10.6'')$, a roll angle of -0.78° , and the slit offsets that are plotted in Figure 2. For this raster, the dispersion of the slit offset values is of about $2''$ to $3''$, and the offset along the Y -axis shows additional large-scale variations of about $15''$. Other rasters have a similar dispersion, but do not share any large-scale variation pattern. The dispersion and absolute values of the slit offset do not appear to be correlated with the *Hinode* eclipse season, during which the Sun is periodically eclipsed by the upper Earth atmosphere, causing larger average pointing offsets (Mariska, 2016; Yoshimura and McKenzie, 2015). In order to obtain the corrected coordinates, these offsets are added to the original EIS coordinates, and the image is rotated clockwise.

Figure 1 Map of the Fe XII 195.119 Å line emission for raster eis_io_20140810_042212. The intensity is normalized to its standard deviation over the field of view, and the axes are labeled with the original EIS pointing.

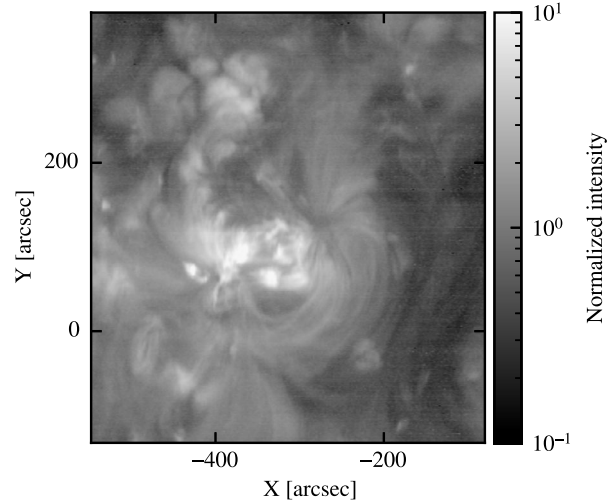
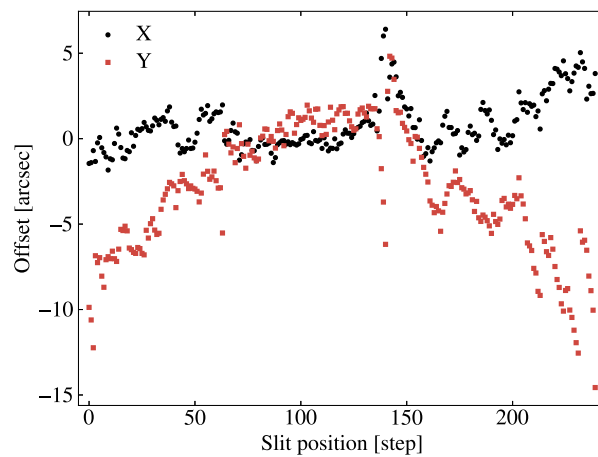


Figure 2 Slit offsets obtained when correcting the jitter for raster eis_io_20140810_042212. *Black dots* represent offsets along the X-direction, while *red squares* represent offsets along the Y-direction.



In Figure 3, we show the difference between aligned EIS and AIA intensity maps, which have been normalized to their respective standard deviations. An animated version of this figure is also available as an electronic supplementary material, which allows us to better visualize the rotation and deformations in the field of view by showing the EIS and AIA intensity maps alternately. The visible variation between structures observed in both images is quantified by the root mean square (RMS) of this normalized intensity difference. The original data have a RMS of 0.769, which decreases to 0.177 after the registration is performed. In addition to alignment errors, the residuals are affected by differences in solar structures when observed in the EIS Fe XII 195.119 Å line, or the AIA 193 Å channel.

We performed additional testing to validate the method. First, we correct the jitter before correcting the roll angle (*i.e.* swapping registration steps 2 and 3). As shown in Figure 4, this achieves worse results with a rotation still visible in the animated version, and a final RMS of only 0.182. We also apply a second roll correction after correcting the jitter. This does not

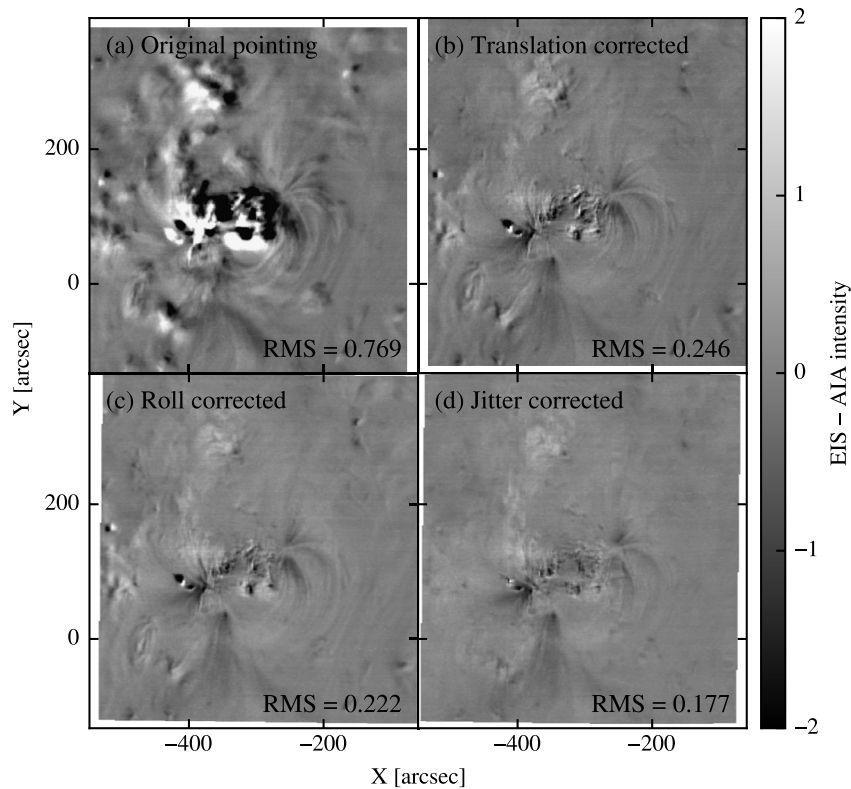


Figure 3 Registration result for raster eis_l0_20140810_042212. Each panel contains a map of the difference between normalized EIS and AIA intensities at each step of the registration: (a) original EIS pointing, (b) average translation corrected, (c) roll corrected, and (d) jitter corrected. The root mean square shown on each panels quantifies the difference between structures observed in EIS and AIA. An animated version of this figure is available as an electronic supplementary material, where the EIS and AIA intensity maps are shown alternately; this allows us to better visualize the rotation and deformations of the structures.

improve the pointing and results in the same final RMS of 0.177. Finally, we verify whether the measured roll angle may be caused by tilts between the internal components of EIS. The *slit tilt* is a known angle between the slits and the EIS detectors, which slants spectral lines on the detector (Young, 2010). On the short wavelength (SW) detector, lines are rotated by 0.03° with the $1''$ slit, and by 0.3° with the $2''$ slit. While this can significantly modify measured velocities, it should have no influence on the pointing. However, the pointing would be affected by an angle between the slits and the tilt axis of the mirror, which defines the direction along which a raster is scanned. This would result in a sheared image, meaning that each slit position appears to be rotated by a given angle relatively to the scanning direction. We aligned raster eis_l0_20140810_042212 by replacing the search for a roll angle (step 2) with the search for a shear transform. Because this could not correct the visible rotation of the field of view, we rule out the presence of a rotation between the slits and the tilt-mirror mechanism as the source of the observed roll.

From these tests, we conclude that three registration steps are required in order to accurately register EIS maps with AIA, and that the best results are achieved when they are applied in the following order: translation, rotation, and jitter.

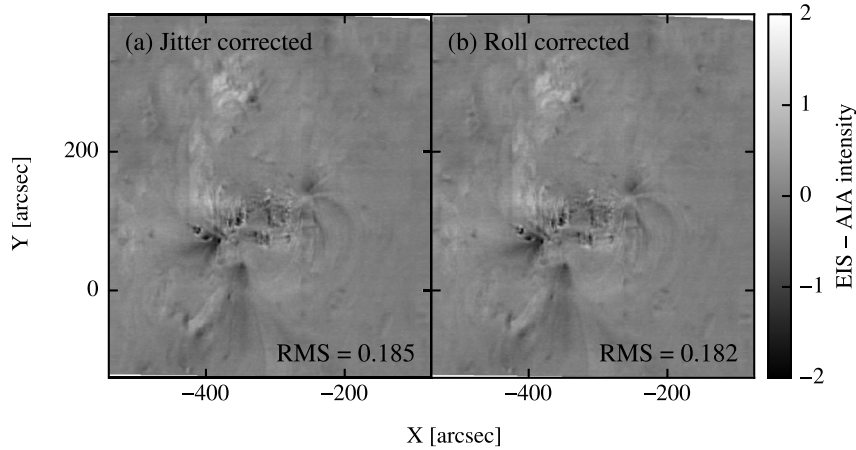


Figure 4 Registration result for raster eis_10_20140810_042212, swapping steps 2 and 3: (a) jitter corrected, and (b) roll corrected. (See Figure 3 for the reference alignment.) An animated version of this figure is available as an electronic supplementary material.

3. Results: EIS Roll Angle

To accurately measure the roll angle between EIS and *Hinode* we correlate a large number of rasters with AIA. We query the EIS database (sdc.uio.no) for rasters recorded between 13 May 2010 and 4 September 2018 that match the following criteria: the center of the raster is on-disk, the field of view is wider than 200", the raster uses either the 1" or the 2" slit, and the exposure time is longer than 15 seconds. The query returns 3856 rasters, which we process with the method described in Section 2.

Most of the rasters are successfully registered, which results in 3707 measurements of the roll angle between EIS and AIA. 80 of the failed measurements were caused by bad initial EIS pointing (file headers indicate a raster center far outside the disk), 48 by missing or corrupted AIA data, and 21 by errors during the EIS data preparation or too many missing pixels in the resulting raster. In order to discard bad registrations, we remove 10% of the alignment results for which the RMS of the EIS and AIA intensity difference is the largest. The histogram of the $N = 3336$ remaining roll-angle values is shown in Figure 5. This distribution can be approximated by a Gaussian centered at $\theta_0 = -0.387^\circ$, and with a standard deviation of $\sigma_\theta = 0.399^\circ$. The uncertainty on θ_0 is given by σ_θ/\sqrt{N} . Therefore, we estimate the average roll angle between EIS and AIA to be $(-0.387 \pm 0.007)^\circ$. The dispersion σ_θ can be due to a combination of measurement errors, and/or true variations of the roll angle. For this reason, the uncertainty on the roll angle for an arbitrary raster is larger than 0.007° . Thus to coalign an EIS raster with an AIA image, the EIS raster must be rotated by -0.387° , *i.e.* a clockwise rotation.

4. Discussion

In order to understand the distribution of roll-angle values, we investigate how they depend on several parameters, such as exposure time, field-of-view size, orbit phase, raster duration,

Figure 5 Histogram of the roll angle between EIS and AIA measured on 3336 rasters between 2010 and 2018. The *red line* is a Gaussian that fits the histogram, with a center at -0.387° , and a standard deviation of 0.399° .

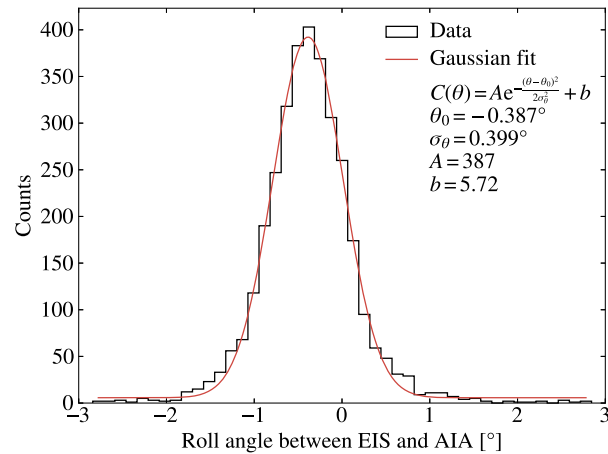
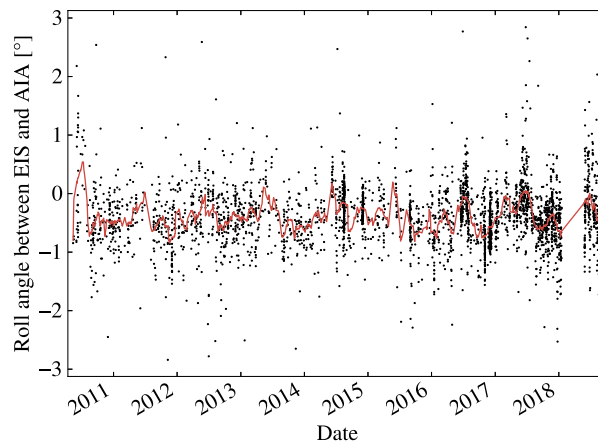
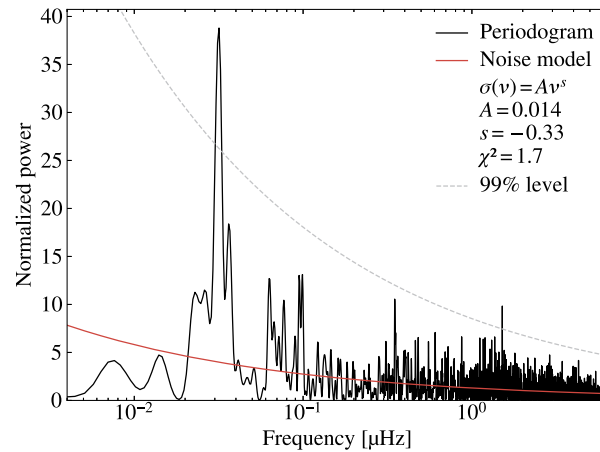


Figure 6 Time series of the roll angle between EIS and AIA measured on 3336 rasters between 2010 and 2018. Individual measurements are plotted as *black dots*, and a 20-day boxcar running average is shown as a *red line*.



scan step, and slit width. We find that none of these parameters significantly affect the roll angle. We also search for structures in the time series of roll-angle values, which is shown in Figure 6. While there appears to be no secular evolution of the average values, we also search for periodic variations. To that end, we estimate the power spectral density (PSD) of the roll-angle time series using a Lomb–Scargle periodogram (Lomb, 1976; Scargle, 1982) shown in Figure 7. To model the noise, we fit the PSD with a power law, $\sigma(\nu) = A\nu^s$, which yields $A = 0.013$, and $s = -0.35$. The probability that at least one peak has a power greater than $m\sigma(\nu)$ is $P(m) = 1 - (1 - e^{-m})^{N_i}$, where N_i is the number of independent frequencies (Scargle, 1982; Gabriel *et al.*, 2002; Auchère *et al.*, 2016). However, estimating the number of independent frequencies for unevenly spaced data is difficult. In our case, the rasters are sometimes closely clumped in time, which can significantly reduce the number of independent frequencies (relatively to the case of evenly spaced measurements), and therefore lower confidence levels (Horne and Baliunas, 1986). We estimate an upper bound for the confidence levels by assuming that the samples are regularly spaced, which implies that $N_i = N$. The periodogram reveals two peaks above the 99% confidence level: one with a period of one year, and the other with a period of 7.6 days.

Figure 7 Lomb–Scargle periodogram of the time series of the roll angle between EIS and AIA measured on 3336 rasters between 2010 and 2018. The power-law noise model is shown as a *solid red line*, and the 99% confidence level is shown as a *gray dashed line*.



The first peak is consistent with the results of Yoshimura and McKenzie (2015), who find that the roll angle between XRT and AIA or HMI changes periodically over one year, with an amplitude of about 0.2° and an average of $+0.34^\circ$. They also find that the roll angle is largest at the end of July each year, and smallest at the end of January. While the one-year variation is not visible directly in our raw time series, applying a 20-day boxcar running average, shown in Figure 6, reveals that the roll angle between EIS and AIA is also at its maximum around July. The fact that the roll angles between EIS and AIA (this study), and between XRT and AIA or HMI (Yoshimura and McKenzie, 2015) display similar variations but have different averages suggests that the constant part comes from alignment offsets of the instruments with respect to *Hinode*, while the variations come from the behavior of the spacecrafts (*Hinode* and/or SDO), regardless of the instruments.

Obtaining true solar coordinates for EIS should require no additional step once it is registered with AIA, because we use the pointing information present in the AIA level 1 image headers, which are corrected for plate scale, telescope coalignment, and roll relatively to the solar North (Lemen *et al.*, 2012; Boerner *et al.*, 2012).

5. Conclusion

We developed a new method to register EIS rasters with SDO/AIA, which can determine and correct the pointing offsets and the roll angle between the two instruments, as well as the *Hinode* jitter. By applying this method to 3336 rasters recorded between May 2010 and September 2018, we were able to measure the average roll angle between EIS and AIA to a value of $(-0.387 \pm 0.007)^\circ$. Such a rotation shifts the structures by $3.5''$ over $512''$, which is the size of large EIS rasters. We also found evidence for a time dependency of this roll angle, which results in a standard deviation of 0.399° . For this reason, we recommend that the roll angle is determined for each raster whenever possible.

The implementation of our registration method is provided as a Python package, which can be found at github.com/gpelouze/eis_pointing. This tool can be used to coalign EIS rasters with AIA images when precise spatial information is required. While correcting the jitter requires high SNR (typically 15 second exposure time with the $1''$ slit for on-disk observations), the determination of the pointing offset and of the roll angle should work on most rasters.

Acknowledgements The authors would like to thank the anonymous referee for contributing to the improvement of this paper. *Hinode* is a Japanese mission developed and launched by ISAS/JAXA, with NAOJ as domestic partner and NASA and STFC (UK) as international partners. It is operated by these agencies in co-operation with ESA and NSC (Norway). AIA data are courtesy of NASA/SDO and the AIA science team. This work used data provided by the MEDOC data and operations centre (CNES/CNRS/Univ. Paris-Sud), medoc.ias.u-psud.fr. D.B. is funded under STFC consolidated grant number ST/N000722/1. The work of D.H.B., J.T.M., and H.P.W. was performed under contract with the Naval Research Laboratory and was funded by the NASA *Hinode* program. *Software*: Astropy (Astropy Collaboration *et al.*, 2013, 2018), SolarSoft (Freeland and Handy, 2012).

Disclosure of Potential Conflicts of Interest The authors declare that they have no conflicts of interest.

Publisher's Note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

References

- Astropy Collaboration, Robitaille, T.P., Tollerud, E.J., Greenfield, P., Droettboom, M., Bray, E., Aldcroft, T., Davis, M., Ginsburg, A., Price-Whelan, A.M., Kerzendorf, W.E., Conley, A., Crighton, N., Barbary, K., Muna, D., Ferguson, H., Grollier, F., Parikh, M.M., Nair, P.H., Unther, H.M., Deil, C., Woillez, J., Conseil, S., Kramer, R., Turner, J.E.H., Singer, L., Fox, R., Weaver, B.A., Zabalza, V., Edwards, Z.I., Azalee Bostroem, K., Burke, D.J., Casey, A.R., Crawford, S.M., Dencheva, N., Ely, J., Jenness, T., Labrie, K., Lim, P.L., Pierfederici, F., Pontzen, A., Ptak, A., Refsdal, B., Servillat, M., Streicher, O.: 2013, Astropy: A community Python package for astronomy. *Astron. Astrophys.* **558**, A33. DOI. ADS.
- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A.M., Sipőcz, B.M., Günther, H.M., Lim, P.L., Crawford, S.M., Conseil, S., Shupe, D.L., Craig, M.W., Dencheva, N., Ginsburg, A., VanderPlas, J.T., Bradley, L.D., Pérez-Suárez, D., de Val-Borro, M., Aldcroft, T.L., Cruz, K.L., Robitaille, T.P., Tollerud, E.J., Ardelean, C., Babej, T., Bach, Y.P., Bachetti, M., Bakanov, A.V., Bamford, S.P., Barentsen, G., Barmby, P., Baumbach, A., Berry, K.L., Biscani, F., Boquien, M., Bostroem, K.A., Bouma, L.G., Brammer, G.B., Bray, E.M., Breitenbach, H., Buddelmeijer, H., Burke, D.J., Calderone, G., Cano Rodríguez, J.L., Cara, M., Cardoso, J.V.M., Cheedella, S., Copin, Y., Corrales, L., Crichton, D., D'Avella, D., Deil, C., Depagne, É., Dietrich, J.P., Donath, A., Droettboom, M., Earl, N., Erben, T., Fabbro, S., Ferreira, L.A., Finethy, T., Fox, R.T., Garrison, L.H., Gibbons, S.L.J., Goldstein, D.A., Gommers, R., Greco, J.P., Greenfield, P., Groener, A.M., Grollier, F., Hagen, A., Hirst, P., Homeier, D., Horton, A.J., Hosseinzadeh, G., Hu, L., Hunkeler, J.S., Ivezić, Ž., Jain, A., Jenness, T., Kanarek, G., Kendrew, S., Kern, N.S., Kerzendorf, W.E., Khvalko, A., King, J., Kirkby, D., Kulkarni, A.M., Kumar, A., Lee, A., Lenz, D., Littlefair, S.P., Ma, Z., Macleod, D.M., Mastroiello, M., McCully, C., Montagnac, S., Morris, B.M., Mueller, M., Mumford, S.J., Muna, D., Murphy, N.A., Nelson, S., Nguyen, G.H., Ninan, J.P., Nöthe, M., Ogaz, S., Oh, S., Parejko, J.K., Parley, N., Pascual, S., Patil, R., Patil, A.A., Plunkett, A.L., Prochaska, J.X., Rastogi, T., Reddy Janga, V., Sabater, J., Sakurikar, P., Seifert, M., Sherbert, L.E., Sherwood-Taylor, H., Shih, A.Y., Sick, J., Silbiger, M.T., Singanamalla, S., Singer, L.P., Sladen, P.H., Sooley, K.A., Sornarajah, S., Streicher, O., Teuben, P., Thomas, S.W., Tremblay, G.R., Turner, J.E.H., Terrón, V., van Kerkwijk, M.H., de la Vega, A., Watkins, L.L., Weaver, B.A., Whitmore, J.B., Woillez, J., Zabalza, V., Astropy Contributors: 2018, The Astropy Project: Building an Open-science Project and Status of the v2.0 Core Package. *Astron. J.* **156**, 123. DOI. ADS.
- Auchère, F., Froment, C., Bocchialini, K., Buchlin, E., Solomon, J.: 2016, On the Fourier and wavelet analysis of coronal time series. *Astrophys. J.* **825**, 110. DOI. ADS.
- Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., Rausch, A., Schrijver, C., Shine, R., Shing, L., Stern, R., Tarbell, T., Title, A., Wolfson, C.J., Soufli, R., Spiller, E., Gullikson, E., McKenzie, D., Windt, D., Golub, L., Podgorski, W., Testa, P., Weber, M.: 2012, Initial calibration of the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* **275**(1–2), 41. DOI. ADS.
- Brooks, D.H., Warren, H.P., Ugarte-Urra, I.: 2012, Solar coronal loops resolved by *Hinode* and the *Solar Dynamics Observatory*. *Astrophys. J.* **755**(2), L33. DOI. ADS.
- Culhane, J.L., Harra, L.K., James, A.M., Al-Janabi, K., Bradley, L.J., Chaudry, R.A., Rees, K., Tandy, J.A., Thomas, P., Whillock, M.C.R., Winter, B., Doschek, G.A., Korendyke, C.M., Brown, C.M., Myers, S., Mariska, J., Seely, J., Lang, J., Kent, B.J., Shaughnessy, B.M., Young, P.R., Simnett, G.M., Castelli, C.M., Mahmoud, S., Mapson-Menard, H., Probyn, B.J., Thomas, R.J., Davila, J., Dere, K., Windt, D., Shea, J., Hagood, R., Moye, R., Hara, H., Watanabe, T., Matsuzaki, K., Kosugi, T., Hansteen, V., Wikstol, Ø.: 2007, The EUV Imaging Spectrometer for *Hinode*. *Solar Phys.* **243**, 19. DOI. ADS.

- Del Zanna, G., O'Dwyer, B., Mason, H.E.: 2011, SDO AIA and Hinode EIS observations of “warm” loops. *Astron. Astrophys.* **535**, A46. DOI. ADS.
- Delaboudinière, J.-P., Artzner, G.E., Brunaud, J., Gabriel, A.H., Hochedez, J.F., Millier, F., Song, X.Y., Au, B., Dere, K.P., Howard, R.A., Kreplin, R., Michels, D.J., Moses, J.D., Defise, J.M., Jamar, C., Rochus, P., Chauvineau, J.P., Marioge, J.P., Catura, R.C., Lemen, J.R., Shing, L., Stern, R.A., Gurman, J.B., Neupert, W.M., Maucherat, A., Clette, F., Cugnon, P., van Dessel, E.L.: 1995, EIT: Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the SOHO mission. *Solar Phys.* **162**, 291. DOI. ADS.
- Domingo, V., Fleck, B., Poland, A.I.: 1995, The SOHO mission: An overview. *Solar Phys.* **162**, 1. DOI. ADS.
- Freeland, S.L., Handy, B.N.: 2012, SolarSoft: Programming and data analysis environment for solar physics. *Astrophysics Source Code Library*, ascl:1208.013. ADS.
- Gabriel, A.H., Baudin, F., Boumier, P., García, R.A., Turck-Chièze, S., Appourchaux, T., Bertello, L., Berthomieu, G., Charra, J., Gough, D.O., Pallé, P.L., Provost, J., Renaud, C., Robillot, J.-M., Roca Cortés, T., Thiery, S., Ulrich, R.K.: 2002, A search for solar g modes in the GOLF data. *Astron. Astrophys.* **390**, 1119. DOI. ADS.
- Golub, L., Deluca, E., Austin, G., Bookbinder, J., Caldwell, D., Cheimets, P., Cirtain, J., Cosmo, M., Reid, P., Sette, A., Weber, M., Sakao, T., Kano, R., Shibasaki, K., Hara, H., Tsuneta, S., Kumagai, K., Tamura, T., Shimojo, M., McCracken, J., Carpenter, J., Haight, H., Siler, R., Wright, E., Tucker, J., Rutledge, H., Barbera, M., Peres, G., Varisco, S.: 2007, The X-Ray Telescope (XRT) for the Hinode mission. *Solar Phys.* **243**, 63. DOI. ADS.
- Hara, H.: 2008, Overview of EIS performance. In: Matthews, S.A., Davis, J.M., Harra, L.K. (eds.) *First Results from Hinode, Astronomical Society of the Pacific Conference Series* **397**, 11. ADS.
- Horne, J.H., Baliunas, S.L.: 1986, A prescription for period analysis of unevenly sampled time series. *Astrophys. J.* **302**, 757. DOI. ADS.
- Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., Shimizu, T., Sone, Y., Tachikawa, S., Hashimoto, T., Minesugi, K., Ohnishi, A., Yamada, T., Tsuneta, S., Hara, H., Ichimoto, K., Suematsu, Y., Shimojo, M., Watanabe, T., Shimada, S., Davis, J.M., Hill, L.D., Owens, J.K., Title, A.M., Culhane, J.L., Harra, L.K., Doschek, G.A., Golub, L.: 2007, The Hinode (Solar-B) mission: An overview. *Solar Phys.* **243**, 3. DOI. ADS.
- Lemen, J.R., Title, A.M., Akin, D.J., Boerner, P.F., Chou, C., Drake, J.F., Duncan, D.W., Edwards, C.G., Friedlaender, F.M., Heyman, G.F., Hurlburt, N.E., Katz, N.L., Kushner, G.D., Levay, M., Lindgren, R.W., Mathur, D.P., McFeaters, E.L., Mitchell, S., Rehse, R.A., Schrijver, C.J., Springer, L.A., Stern, R.A., Tarbell, T.D., Wuelsel, J.-P., Wolfson, C.J., Yanari, C., Bookbinder, J.A., Cheimets, P.N., Caldwell, D., Deluca, E.E., Gates, R., Golub, L., Park, S., Podgorski, W.A., Bush, R.I., Scherrer, P.H., Gummin, M.A., Smith, P., Auker, G., Jerram, P., Pool, P., Soufli, R., Windt, D.L., Beardsley, S., Clapp, M., Lang, J., Waltham, N.: 2012, The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* **275**, 17. DOI. ADS.
- Lomb, N.R.: 1976, Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophys. Space Sci.* **39**(2), 447. DOI. ADS.
- Mariska, J.: 2016, EIS software note no. 20: EIS/AIA coalignment. In: *SolarSoft Documentation*.
- Pesnell, W.D., Thompson, B.J., Chamberlin, P.C.: 2012, The Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* **275**, 3. DOI. ADS.
- Scargle, J.D.: 1982, Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *Astrophys. J.* **263**, 835. DOI. ADS.
- Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., Kosovichev, A.G., Bogart, R.S., Hoeksema, J.T., Liu, Y., Duvall, T.L., Zhao, J., Title, A.M., Schrijver, C.J., Tarbell, T.D., Tomczyk, S.: 2012, The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* **275**, 207. DOI. ADS.
- Shimizu, T., Katsukawa, Y., Matsuzaki, K., Ichimoto, K., Kano, R., Deluca, E.E., Lundquist, L.L., Weber, M., Tarbell, T.D., Shine, R.A., Sôma, M., Tsuneta, S., Sakao, T., Minesugi, K.: 2007, Hinode calibration for precise image co-alignment between SOT and XRT (2006 November–2007 April). *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, S845. DOI. ADS.
- Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., Nagata, S., Otsubo, M., Shimizu, T., Suematsu, Y., Nakagiri, M., Noguchi, M., Tarbell, T., Title, A., Shine, R., Rosenberg, W., Hoffmann, C., Jurcevich, B., Kushner, G., Levay, M., Lites, B., Elmore, D., Matsushita, T., Kawaguchi, N., Saito, H., Mikami, I., Hill, L.D., Owens, J.K.: 2008, The Solar Optical Telescope for the Hinode mission: An overview. *Solar Phys.* **249**, 167. DOI. ADS.
- Yoshimura, K., McKenzie, D.E.: 2015, Calibration of Hinode/XRT for coalignment. *Solar Phys.* **290**(8), 2355. DOI. ADS.
- Young, P.: 2010, EIS software note no. 4: The EIS slit tilts. In: *SolarSoft Documentation*.
- Young, P.R., Doschek, G.A., Warren, H.P., Hara, H.: 2013, Properties of a solar flare kernel observed by Hinode and SDO. *Astrophys. J.* **766**(2), 127. DOI. ADS.

2.2.2 Relation entre le roulis et les autres paramètres d'observation

En plus d'étudier la dépendance temporelle de l'angle de roulis entre EIS et AIA, j'ai également cherché si le roulis dépendait d'autres paramètres d'observation. La [figure 2.4](#) donne les angles de roulis mesurés dans l'article [Pelouze et al. \(2019a\)](#), en fonction des paramètres d'observation suivants :

- le temps d'exposition à chaque position de fente ;
- la largeur de la fente utilisée (1'' ou 2'') ;
- le pas du raster (c'est-à-dire le déplacement entre deux positions consécutives de la fente) ;
- la largeur du champ de vue ;
- la durée totale d'acquisition d'un raster (c'est-à-dire le temps d'exposition multiplié par le nombre de positions de fente) ;
- la phase orbitale du satellite.

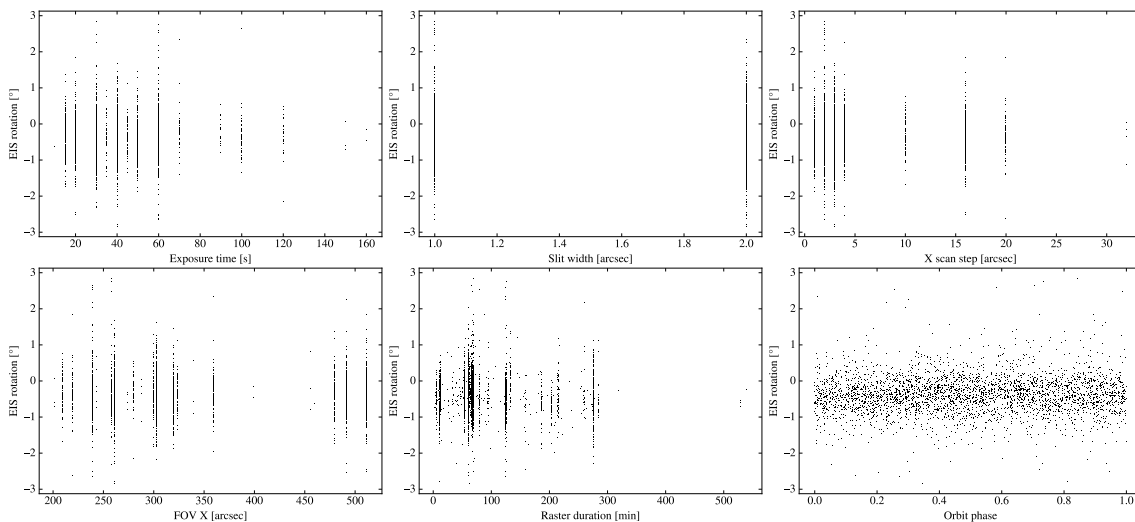


FIG. 2.4 Angle de roulis de EIS en fonction de différents paramètres. De gauche à droite et de haut en bas : temps de pose, largeur de la fente, pas du raster, largeur du champ de vue, temps d'acquisition du raster, et phase orbitale.

Les distributions partielles de ces valeurs sont données à la [figure 2.5](#). Un petit nombre de valeurs est possible pour le temps d'exposition, la largeur de la fente et le pas du raster. On donne alors la distribution des angles de roulis pour chacune de ces valeurs. À l'inverse, la largeur du champ de vue, la durée totale d'un raster et la phase orbitale prennent un grand nombre de valeurs différentes. Dans ce cas, on regroupe les valeurs dans 10 bins, dans lesquels on donne les distributions.

Les figures [2.4](#) et [2.5](#) montrent que l'angle de roulis ne dépend pas des paramètres testés. Le roulis n'est donc pas causé par les paramètres du raster et ne varie pas au cours de l'orbite.

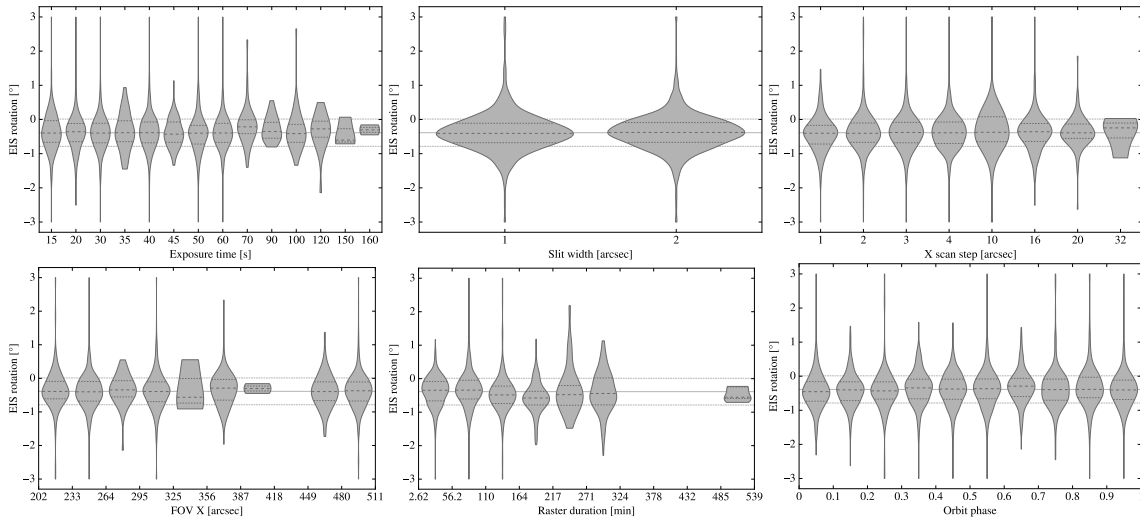


FIG. 2.5 Distributions partielles de l'angle de roulis de EIS pour les paramètres donnés à la figure 2.4. Chaque fuseau représente la distribution lissée des angles de roulis pour les valeurs données en abscisse. Les lignes pointillées à l'intérieur des fuseaux donnent les quartiles des distributions partielles. La ligne continue derrière les fuseaux représente la moyenne globale de la distribution des angles de roulis ($-0,387^\circ$), et les lignes pointillées représentent son écart-type ($0,399^\circ$).

2.3 CONCLUSIONS

L'instrument *Hinode*/EIS est affecté par de nombreux effets instrumentaux qui doivent être corrigés avant toute analyse des données. Le pointage de l'instrument varie notamment au cours du temps à cause de l'orbite et du jitter du satellite. Cependant, il n'est souvent que partiellement corrigé dans les études utilisant des données EIS.

J'ai mis au point une technique permettant de coaligner rigoureusement EIS avec l'imageur *SDO*/AIA, en tenant compte de la rotation du champ de vue et de la variation du pointage entre les différentes positions de fente d'un raster.

En appliquant cette technique pour coaligner plus de 3500 rasters, j'ai pu déterminer l'angle de roulis entre EIS et AIA, et montrer que celui-ci est la combinaison d'une rotation constante entre EIS et *Hinode*, et d'une rotation entre *Hinode* et *SDO* qui varie périodiquement sur un an.

Le roulis et le jitter ont des effets significatifs sur le pointage de EIS : la rotation peut causer un décalage des structures de $3,5''$ dans le champ de vue, et le jitter des variations de pointages de $10''$. Au vu de ces valeurs, il est important de bien corriger le pointage lorsque l'on compare un raster EIS à d'autres données, que ce soit à d'autres rasters EIS, ou à des données d'autres instruments. La méthode présentée dans ce chapitre m'a été utile pour analyser des séries temporelles contenant de nombreux rasters EIS, et caractériser les écoulements périodiques associés aux cycles de non-équilibre thermique (chapitre 3).

DÉTECTION D'ÉCOULEMENTS PÉRIODIQUES ASSOCIÉS AUX CYCLES DE NON-ÉQUILIBRE THERMIQUE

3.1	Recherche d'écoulements périodiques dans les archives des données <i>Hi-node/EIS</i>	44
3.1.1	Recherche de données automatique	45
3.1.2	Article : "On the Spectroscopic Detection of Periodic Plasma Flows in Loops Undergoing Thermal Non-equilibrium" (Pelouze et al., 2019b)	45
3.1.3	Largeur de raie et densité	64
3.2	Campagne d'observation pour détecter les écoulements périodiques	66
3.2.1	Préparation du programme d'observation	67
3.2.1.1	Justification scientifique	67
3.2.1.2	Paramètres d'observation pour EIS	68
3.2.1.3	Paramètres d'observation pour IRIS	69
3.2.2	Choix de la cible	70
3.2.2.1	Détection de pulsations avec des données <i>SDO/AIA</i> quasi-temps-réel	70
3.2.2.2	Observations d'octobre 2018	71
3.2.3	Résultats et futures observations	71
3.3	Conclusions	73

Des pulsations d'intensité de longue période sont détectées depuis peu dans l'émission EUV de certaines boucles coronales. Les premières pulsations ont été détectées par Auchère et al. (2014) dans la bande à 195 Å de l'imageur *SOHO/EIT* (Domingo et al., 1995 ; Delaboudinière et al., 1995), et par Froment et al. (2017) dans les six bandes coronales (à 94, 131, 171, 193, 211 et 335 Å) de l'imageur *SDO/AIA* (Pesnelli et al., 2012 ; Lemen et al., 2012).

On interprète ces pulsations comme étant le résultat de cycles de non-équilibre thermique (TNE), c'est-à-dire des cycles de condensation et d'évaporation du plasma dans les boucles, qui sont causés par un chauffage quasi-constant localisé près des pieds et l'absence d'un état d'équilibre thermique (voir § 1.3.4 dans le chapitre d'introduction). Ces pulsations d'intensité sont bien reproduites par des simulations hydrodynamiques 1D, dans lesquelles on calcule la réponse du plasma à un chauffage externe (Kuin & Martens, 1982 ; Martens & Kuin, 1983 ; Karpen et al., 2001 ; Müller et al., 2003, 2004, 2005 ; Karpen et al., 2005 ; Antolin et al., 2010 ; Xia et al., 2011 ; Mikić et al., 2013 ; Mok et al., 2016 ; Froment et al., 2017, 2018).

Ces simulations montrent que des écoulements périodiques de plasma se développent durant les cycles de TNE. Lors de la phase d'évaporation, du plasma monte depuis les deux pieds de la boucle vers son sommet, avec une vitesse le long de la boucle d'environ 10 km s^{-1} (Mikić et al., 2013 ; Froment et al., 2017, 2018). Lorsque les condensations se forment, du plasma à température coronale s'écoule depuis le sommet de la boucle vers

l'un des pieds, avec des vitesses comprises entre 30 et 100 km s⁻¹. Selon les paramètres du chauffage et la géométrie de la boucle, le plasma peut ensuite refroidir jusqu'à des températures chromosphériques en se condensant, ce qui correspondrait à la formation de pluie coronale périodique.

Afin de confirmer l'interprétation que les pulsations d'intensité de longue période sont causées par des cycles de TNE, nous avons cherché à détecter des écoulements de plasma associés à ces pulsations. Dans ce chapitre, je présente la recherche d'écoulements périodiques de plasma à température coronale. La recherche de pluie coronale périodique sera présentée au [chapitre 4](#).

Les écoulements à température coronale seraient difficiles à détecter en imagerie, car le plasma à ces températures ne forme pas assez de structures dont on pourrait suivre le déplacement le long de la boucle. Cet effet est visible dans la [vidéo 4.2](#) au [chapitre 4](#), qui montre des écoulements à température chromosphérique visibles dans la bande à 304 Å de AIA, tandis que les écoulements à température coronale sont très difficiles à voir dans la bande à 171 Å. Nous chercherons donc à mesurer la vitesse Doppler de ces écoulements.

On s'attend par ailleurs à détecter préférentiellement les écoulements dans les jambes des boucles, car ceux produits dans les simulations ont des vitesses plus importantes lorsqu'ils atteignent cette région. Comme les jambes des boucles observées sur le disque sont plus fréquemment alignées avec la ligne de visée que celles observées au limbe, nous chercherons à observer des événements sur le disque. Nous considérerons néanmoins toute la longueur des boucles observées pour ne pas rater des cas plus atypiques.

Nous chercherons donc à détecter les écoulements en mesurant la vitesse Doppler dans des boucles observées sur le disque, à partir de données du spectromètre-imageur EUV *Hinode*/EIS ([Kosugi et al., 2007](#) ; [Culhane et al., 2007](#)). EIS permet d'observer des raies formées à température coronale et de mesurer des vitesses avec une précision comprise entre 0,5 et 5 km s⁻¹, selon le programme d'observation utilisé ([Culhane et al., 2007](#) ; [Mariska et al., 2008](#)). Nous profitons de ces données spectroscopiques pour mesurer la densité (dont les simulations prédisent qu'elle doit varier au cours d'un cycle) et la largeur de la raie observée.

Deux approches peuvent être adoptées pour détecter les écoulements périodiques recherchés. La première consiste à chercher de tels écoulements dans l'archive des données EIS acquises depuis son lancement (§ 3.1). La deuxième approche est de réaliser de nouvelles observations pour construire un jeu de données ayant les caractéristiques optimales pour permettre la détection de ces écoulements (§ 3.2).

3.1 RECHERCHE D'ÉCOULEMENTS PÉRIODIQUES DANS LES ARCHIVES DES DONNÉES *Hinode*/EIS

Je présente ici la recherche d'écoulements périodiques dans les données historiques de EIS. Je commence par décrire la construction des jeux de données EIS étudiés (§ 3.1.1), puis leur analyse (article [Pelouze et al., 2019b](#), § 3.1.2). Enfin, je présente une analyse

complémentaire de l'évolution de la largeur de la raie et de la densité le long des boucles présentées dans l'article (§ 3.1.3).

3.1.1 *Recherche de données automatique*

La première étape de ce travail consiste à construire des jeux de rasters EIS ayant un champ de vue, une durée, et une cadence d'observation suffisants pour pouvoir y détecter les écoulements recherchés. Pour ce faire, on part de 3181 événements de pulsations d'intensité de longue période détectés par [Froment \(2016\)](#) sur le disque entre le 20 mai 2010 et le 27 mai 2016 dans les bandes coronales de l'imageur *SDO/AIA*. Sur cette période, l'archive EIS¹ contient près de 200 000 fichiers, et nous avons donc dû automatiser la construction des jeux de données. Pour chaque événement du catalogue AIA, nous cherchons des jeux de rasters tels que :

- le champ de vue de chaque raster contient une partie de la région dans laquelle on détecte des pulsations ;
- la largeur du champ de vue de chaque raster est supérieure à 55'' (cela permet de garantir que le champ de vue soit assez grand pour vérifier que les éventuels écoulements observés se produisent sur la longueur de la boucle, et ne sont pas des effets d'avant- ou arrière-plan) ;
- la durée d'observation (c'est-à-dire le temps entre le premier et le dernier raster) est plus grande que trois périodes des pulsations ;
- la répartition temporelle des rasters permet un bon échantillonnage des pulsations (ce critère a été imposé manuellement, en s'assurant que l'échantillonnage temporel était assez régulier et que les éventuels trous de données n'étaient ni trop longs, ni trop fréquents).

En tout, seulement 11 jeux de données satisfont les critères listés ci-dessus. Les caractéristiques de ces jeux de données sont listées dans la table 4 de l'article [Pelouze et al. \(2019b\)](#). J'ai analysé l'ensemble de ces jeux de données, dont deux contiennent des vitesses qui sont compatibles avec les écoulements recherchés. L'analyse détaillée de 4 de ces jeux de données est présentée dans l'article.

3.1.2 *Article : "On the Spectroscopic Detection of Periodic Plasma Flows in Loops Undergoing Thermal Non-equilibrium" ([Pelouze et al., 2019b](#))*

L'article [Pelouze et al. \(2019b\)](#), soumis à *A&A*) présente l'analyse spectroscopique d'écoulements de plasma associés à des pulsations d'intensité de longue période, qui sont causées par des cycles de TNE. Je présente ici un résumé de cet article :

- Nous présentons l'analyse détaillée de 4 jeux de données EIS correspondant à l'observation de régions actives où sont détectées des pulsations d'intensité de longue période dans l'une des 6 bandes EUV de l'imageur AIA.

1. <http://sdc.uio.no>

- Pour chaque jeu de données, on construit des séries temporelles d'intensité, de vitesse Doppler et, lorsque les données le permettent, de densité électronique. On mesure l'intensité et la vitesse Doppler dans la raie Fe XII 195,119 Å, formée vers 1,6 MK, une température qui est atteinte dans la phase de refroidissement de la plupart des cycles obtenus dans les simulations (Froment et al., 2017, 2018). Cette raie permet donc en principe de voir les écoulements recherchés. La densité électronique est mesurée avec le rapport de raies Fe XII 186,887 Å / Fe XII 195,119 Å, qui est sensible à la densité dans la gamme de valeurs attendues pour les boucles coronales (10^{14} – 10^{18} m⁻³). On prend soin de corriger les effets instrumentaux de EIS présentés au chapitre 2.
- On examine l'évolution de l'intensité, de la vitesse et de la densité dans des contours choisis aux pieds et au sommet de la boucle étudiée. On regarde également l'évolution de ces grandeurs en fonction de la position le long de la boucle.
- Deux des événements analysés présentent des écoulements depuis le sommet de la boucle vers l'un de ses pieds, qui se produisent au moment des maximums d'intensité des pulsations, avec des vitesses Doppler de l'ordre de quelques kilomètres par seconde. De tels écoulements sont compatibles avec ce qui est prédit par les simulations (Mikić et al., 2013 ; Froment et al., 2017).
- L'un des événements analysés contient deux maximums de densité différents (principalement visibles dans les jambes de la boucle), qui sont en phase avec les maximums d'intensité. Un deuxième jeu de données contient une augmentation de densité, qui se produit d'abord au sommet de la boucle puis dans l'une de ces jambes. Ces deux pics sont ensuite suivis d'un maximum d'intensité.
- Nous démontrons que l'on ne détecte les écoulements recherchés que dans un petit nombre de jeux de données à cause d'effets d'intégration le long de la ligne de visée, combinés aux limites instrumentales de EIS. En effet, l'émission provenant des écoulements dans les boucles observées est partiellement noyée dans l'émission de plasma au repos ailleurs sur la ligne de visée. Cela a pour effet de réduire artificiellement les vitesses Doppler mesurées. À partir de simulations Monte-Carlo d'ajustements de gaussiennes sur des profils synthétiques de raies, nous quantifions la conséquence de cet effet. De plus, nous montrons que les écoulements attendus ne peuvent être mesurés avec EIS que dans certains cas très favorables, dans lesquels on a simultanément des boucles bien contrastées par rapport à l'arrière-plan et des rasters avec un rapport signal à bruit élevé.
- Nous reprenons les résultats de simulations de Froment et al. (2017) afin d'établir des prédictions sur les décalages temporels que l'on devrait observer entre les écoulements, la densité et l'intensité, au sommet et dans les jambes de la boucle. Dans ces simulations, les écoulements sont en phase avec l'intensité tant au sommet que dans les jambes de la boucle. À l'inverse, la densité est maximale avant l'intensité au sommet, et en même temps dans les pieds. Les écoulements observés avec EIS sont partout en phase avec l'intensité, ce qui est compatible avec les simulations. La densité est plus difficile à analyser. Dans l'un des cas, les variations de densité observées dans les jambes sont en phase avec l'intensité. Dans le second cas, la den-

3.1 RECHERCHE D'ÉCOULEMENTS PÉRIODIQUES DANS LES ARCHIVES DES DONNÉES *Hinode/EIS*

sité est d'abord maximale à l'apex puis dans les jambes, mais ces deux maximums de densité se produisent avant le maximum d'intensité.

J'ai réalisé l'intégralité du travail de recherche et d'analyse des données présenté dans cet article. Frédéric Auchère et Karine Bocchialini ont suivi l'ensemble de ce travail et ont fourni des conseils majeurs. Susanna Parenti m'a aidé à prendre en main les données EIS, à comprendre les différents effets instrumentaux à corriger, et a suivi les différentes étapes de l'analyse. Clara Froment m'a aidé à l'interprétation des vitesses et des densités mesurées, et m'a donné les résultats de ses simulations (Froment et al., 2017) pour réaliser la figure 14 de l'article. Elie Soubrié a contribué aux discussions sur ce travail.

On the Spectroscopic Detection of Periodic Plasma Flows in Loops Undergoing Thermal Non-equilibrium

Gabriel Pelouze¹, Frédéric Auchère¹, Karine Bocchialini¹, Clara Froment^{2,3}, Susanna Parenti¹, and Elie Soubrié^{1,4}

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Bât. 121, 91405 Orsay cedex, France
e-mail: gabriel.pelouze@ias.u-psud.fr

² Rosseland Centre for Solar Physics, University of Oslo, P.O. Box 1029 Blindern, NO-0315 Oslo, Norway

³ Institute of Theoretical Astrophysics, University of Oslo, P.O. Box 1029, Blindern, NO-0315, Oslo, Norway

⁴ Institute of Applied Computing & Community Code, Universitat de les Illes Balears, 07122 Palma de Mallorca, Spain

2019 May 12

ABSTRACT

Context. Long-period intensity pulsations were recently detected in the EUV emission of coronal loops, and have been attributed to cycles of plasma evaporation and condensation driven by thermal non-equilibrium (TNE). Numerical simulations that reproduce this phenomenon also predict the formation of periodic flows of plasma at coronal temperatures along some of the pulsating loops.

Aims. In this paper, we aim at detecting these predicted flows of coronal-temperature plasma in pulsating loops.

Methods. To this end, we use time series of spatially resolved spectra from the EUV imaging spectrometer (EIS) onboard *Hinode*, and track the evolution of the Doppler velocity in loops in which intensity pulsations have previously been detected in images of *SDO/AIA*.

Results. We measure signatures of flows that are compatible with the simulations, but only in a fraction of the observed events. We demonstrate that this low detection rate can be explained by line of sight ambiguities, combined with instrumental limitations such as low signal to noise ratio or insufficient cadence.

Key words. Sun: corona – Sun: oscillations – Sun: UV radiation – Techniques: spectroscopic

1. Introduction

Understanding the energy transport and heating mechanisms that are able to maintain a million-degree corona around the Sun is a long-standing challenge in astrophysics. More observational constraints are still needed in order to identify the characteristics of the heating (such as where it is localized and how it changes over time), and to discriminate different heating models. Long-period intensity pulsations in the extreme-ultraviolet (EUV) emission of coronal loops provide new observables that help constrain the parameters of the heating. These pulsations were first detected by Auchère et al. (2014) in images from the 195 Å channel of the *Extreme-ultraviolet Imaging Telescope* (EIT: Delaboudinière et al. 1995) onboard the *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO: Domingo et al. 1995), and by Froment et al. (2015) in images from the six coronal channels of the *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA: Lemen et al. 2012) onboard the *Solar Dynamics Observatory* (SDO: Pesnell et al. 2012). The pulsations were reported to have periods ranging from 2 h to 16 h, with half of the events occurring in active regions, and 25 % visually associated with loops (Auchère et al. 2014; Froment 2016).

These pulsations have been interpreted as resulting from Thermal Non-Equilibrium (TNE) (Auchère et al. 2014; Froment et al. 2015; Auchère et al. 2016; Froment et al. 2017, 2018), and are thus the signature of a quasi-constant heating localized at the loops footpoints. Depending on the adequacy between the geometry of the loop and the characteristics of the heating, the pulsations are associated with cycles of evaporation, followed by either complete- (when the plasma cools down to chromo-

spheric temperatures), or incomplete-condensation (when the plasma remains at coronal temperatures), which both result in periodic variations of the temperature, density, and pressure. Enhanced emission in the coronal channels of EIT or AIA occurs during cycles in which the plasma reaches a peak temperature of a few million degrees. This behavior is well reproduced in one-dimensional hydrodynamic simulations which compute the response of the plasma in a loop to a given heating (Kuin & Martens 1982; Martens & Kuin 1983; Karpen et al. 2001; Müller et al. 2003, 2004, 2005; Karpen et al. 2005; Antolin et al. 2010; Xia et al. 2011; Mikić et al. 2013; Mok et al. 2016; Froment et al. 2017, 2018). In particular, Froment et al. (2017) were able to convincingly reproduce the intensity and emission measure from one of the events observed with AIA presented in their previous paper (Froment et al. 2015).

Periodic plasma flows naturally occur in the loop during a cycle, with upflows of hot plasma in both legs during the evaporation phase (simulations of case 1 of Froment et al. 2017 predict $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$), and strong downflows of cooling plasma that moves towards one of the footpoints during the condensation phase (simulations predict $\gtrsim 50 \text{ km s}^{-1}$ along the loop). The evaporation phase happens during the minimum of density, which results in very low emission in all the coronal channels of AIA. Therefore we expect that the upflows will be harder to detect. The downflows start with plasma at coronal temperatures. Depending on the heating parameters, this plasma may then cool down to chromospheric temperatures and form periodic coronal rain showers (*i.e.* complete condensations), or be reheated, thus remaining at coronal temperatures throughout the cycle (*i.e.* incomplete condensations). The predicted periodic coronal rain

showers have recently been observed off-limb in the 304 Å channel of AIA by [Auchère et al. \(2018\)](#).

In this paper, we try to detect the flows of plasma at coronal temperatures, which occur during both incomplete and complete condensation cycles. While coronal rain is better observed off-limb where it forms distinct blobs that are visible in optically thick lines ([De Groof et al. 2004](#); [de Groof et al. 2005](#); [Antolin & Rouppe van der Voort 2012](#)), plasma at coronal temperatures has less distinct structures that could be tracked in the plane of the sky. Therefore, we attempt to detect these flows on the disk by measuring the Doppler velocity using spectroscopic data from the *EUV Imaging Spectrometer* (EIS: [Culhane et al. 2007](#)) onboard *Hinode* ([Kosugi et al. 2007](#)), which can observe lines formed at coronal temperatures. Depending on the exposure time, EIS can measure velocities with an accuracy ranging from 0.5 to 5 km s⁻¹ ([Culhane et al. 2007](#); [Mariska et al. 2008](#)).

To get an estimation of the expected velocity pulsations, we look at the simulation performed by [Froment et al. \(2017\)](#), in which the velocity along the loop changes by ~60 km s⁻¹ over a cycle. Taking into account the effects of geometric projection and integration along the line of sight, such flows would result in measured Doppler velocity variations of about 3 to 10 km s⁻¹ (these effects and how we estimate them are detailed in [Sect. 5](#)). These velocities are comparable to the typical accuracy of EIS, and should therefore be detectable.

We also take advantage of the EIS spectroscopic data to track the evolution of the density in some of the pulsating loops, and compare it to the simulations.

In [Sect. 2](#), we describe the search for sets of EIS data suitable for this analysis. In [Sect. 3](#), we present the method used to analyze these datasets and to measure the velocity and density. In [Sect. 4](#), we present the results from four datasets, two of which have velocities compatible with the simulations, despite being at the detection limit. We discuss these results in [Sect. 5](#), and summarize them in [Sect. 6](#).

2. Finding appropriate datasets

In order to detect the predicted pulsations in velocity, it is required to observe the same active region continuously during several pulsation periods, with several measurements per period. For periods around 10 h, this translates into several days of observation. We use data from *Hinode*/EIS, which can acquire spatially resolved spectra (rasters) by scanning a slit across the field of view (FOV).

We consider 3181 long-period intensity pulsation events that were detected with AIA between 2010 and 2016 by [Froment \(2016\)](#), using the method presented in [Froment et al. \(2015\)](#). For each of these events, we systematically search the EIS database (<http://sdc.uio.no>) for sets of rasters such that: 1. the FOV of each raster intersects with the region where pulsations are detected with AIA data; 2. the FOV is wider than 55'' to exclude narrow rasters and sit-and-stare studies; 3. the dataset duration is longer than three pulsation periods; and 4. the gaps between the rasters are not too long nor too frequent (this last criteria is estimated qualitatively). Overall, 11 datasets are found, and their characteristics are presented in [Table 1](#). In addition to the parameters of the EIS observations, this table shows the period of the intensity pulsations that were detected with AIA, and an estimation of their amplitude during the EIS observing period. We use this amplitude as an estimation of the contrast of the loop relatively to the background.

These datasets can be divided into three categories. The first and largest category (datasets 1 to 7) contains datasets with a

good cadence (ten or more rasters per pulsation period), but short exposure times (less than 10 s) and therefore low signal-to-noise-ratio (SNR). The second category (datasets 8 and 9) also contains datasets with a good cadence, composed of rasters that have longer exposure times (thus better SNR), but narrow fields of view (60'' along the X axis) and short total observing time (1.5 and 2.3 pulsation periods respectively). Finally, the last category (datasets 10 and 11) contains rasters with the highest SNR, but a really low cadence (about one raster per pulsation period). While none of these datasets fulfill all the criteria required to detect with certainty the expected pulsations, those with both a good SNR and large-amplitude intensity pulsations should allow for the detection of the predicted velocities.

3. Analyzing time series of EIS rasters

We measure the intensity and Doppler velocity using the Fe XII 195.119 Å line. This line is formed at a temperature of 1.6 MK, which is attained during the cooling phase of most simulated cycles ([Froment et al. 2017, 2018](#)). It is also one of the brightest lines observed by EIS ([Young et al. 2007](#)), which will help maximize the SNR, as well as the main contributor to the AIA 193 Å band ([Boerner et al. 2012](#)), which will allow for easy comparison with AIA observations. When the Fe XII 186.887 Å line is available, we derive the density from the Fe XII 186.887 / 195.119 Å ratio, which is sensitive to density in the 10¹⁴–10¹⁸ m⁻³ range ([Young et al. 2007, 2009](#)), and covers the expected loop densities of 10¹⁴–10¹⁵ m⁻³ ([Froment et al. 2017, 2018](#)).

Data preparation and line fitting Each EIS raster is first prepared into level 1 data using the `eis_prep.pro` routine from SolarSoft ([Freeland & Handy 2012](#)). We then fit gaussians to the Fe XII 195.119 Å and 186.887 Å lines using the SolarSoft routine `eis_auto_fit.pro`, which allows us to derive intensity and velocity maps for these two lines. The 195.119 Å line is blended with a weaker Fe XII line at 195.179 Å. We fit this feature using two gaussians that share the same width and have a fixed wavelength separation of 0.06 Å ([Young et al. 2009](#)). The wing of the 186.887 Å line contains a weaker line at 186.976 Å, which [Brown et al. \(2008\)](#) suggested could be a Ni XI transition. We use two independent gaussians to fit these lines. Fe XII 186.887 Å is also blended with a weak S XI line at 186.839 Å. Although the contribution from this line is difficult to quantify, [Young et al. \(2009\)](#) report that it is below 10%, and only has a small effect on the resulting densities. We therefore decide not to correct for its contribution.

In addition, we verify whether the fit results are significantly modified when correcting for the effect described by [Klimchuk et al. \(2016\)](#), which is that the spectral intensity integrated within a wavelength bin is different than the intensity at the center of this bin. We tried to correct the spectral intensities using the Intensity Conserving Spectral Fitting method ([Klimchuk et al. 2016](#)). This marginally changed the fit results (typically 0.05 km s⁻¹ for the line position, and 0.1 % for the integrated intensity), hence we did not correct the data for this effect.

Spatial coalignment In order to get accurate pointing information, we coalign all EIS rasters with AIA 193 Å images using the method presented in [Pelouze et al. \(accepted 2019\)](#). This allows to correct for the pointing offset, the instrument roll, and

Table 1. Main characteristics of the 11 EIS datasets that correspond to the observation of loops undergoing long-period intensity pulsations. For datasets composed of rasters with different EIS study types, the raster count, exposure time, and slit width are given for each study on different lines.

	Start date	Duration [h]	Intensity amplitude ^(a)	Pulsation period [h]	Nr. of periods	Rasters per period ^(b)	EIS study ID	Raster count	Exposure time [s]	Slit width ["]
1	2011-09-03 10:56:15	40.1	50%	5.8	6.9	34.8	461	240	9	2
2	2012-06-08 03:03:27	28.7	25%	4.9	5.9	30.2	485	166	3	2
							486	12	3	2
3	2012-07-30 05:57:42	123.9	35%	10.0	12.4	64.0	485	793	3	2
4	2013-05-15 21:30:55	123.7	12%	8.2	15.1	25.0	461	376	9	2
							480	1	15	1
							428	1	45	1
5	2013-08-22 18:59:34	34.6	15%	4.9	7.1	27.3	485	194	3	2
6	2014-06-21 15:26:13	81.1	20%	4.7	17.3	7.6	461	131	9	2
7	2014-07-27 02:29:14	74.6	10%	6.3	11.8	15.6	461	184	9	2
8	2010-11-03 21:15:34	5.8	20%	3.9	1.5	40.0	358	60	20	2
9	2012-11-04 20:42:29	13.5	5%	5.8	2.3	38.3	358	88	20	2
10	2012-01-10 15:35:49	22.0	15%	6.3	3.5	1.7	437	6	60	1
11	2014-08-09 15:37:25	116.8	30%	9.4	12.4	1.7	428	12	45	1
							480	9	15	1

^(a) Amplitude of the intensity pulsations in the AIA 193 Å channel during the EIS observations, estimated visually.

^(b) Average number of rasters per period, *i.e.* number of rasters divided by the number of periods.

the spacecraft jitter. All maps are then converted into Carrington heliographic coordinates in order to compensate for the effect of solar rotation. The differential rotation is corrected using the rotation rate $\Omega(\phi)$ measured by Hortin (2003) for the 195 Å channel of EIT:

$$\Omega(\phi) = 14.50 - 2.14 \sin^2 \phi + 0.66 \sin^4 \phi \text{ [}^\circ \text{ day}^{-1}\text{]} \quad (1)$$

(where ϕ is the heliographic latitude).

Velocity measurement The velocity is derived from the centroid of the fitted Fe XII 195.119 Å line. We adopt the convention that positive velocities correspond to spectral redshifts, *i.e.* plasma moving away from the observer.

Correction of orbital effects The velocities measured with EIS are affected by thermoelastic deformations of the instrument caused by the orbit of *Hinode*: over the 98-minute orbit, the position of the spectrum on the detector drifts periodically, which introduces time-dependant velocity variations of up to 70 km s⁻¹ (Brown et al. 2007; Kamio et al. 2010, 2011). The measured absolute velocities can therefore change significantly between different rasters, or even within a raster if the raster duration is comparable to the orbital period. Two different methods can be used to correct for this spectrum drift. In the first method, the quiet Sun is used as a reference to estimate the drift directly from the data (see *e.g.* Brown et al. 2007; Mariska et al. 2007; Young et al. 2012). The second method was developed by Kamio et al. (2010), and uses an empirical model to predict the spectral drift from EIS housekeeping data. The Kamio et al. (2010) correction is applied within the SolarSoft routine `eis_auto_fit.pro`, but it does not fully correct for the spectral drift, leaving residuals of about 5 km s⁻¹.

A second correction is thus needed in order to detect the pulsations of a few kilometers per second. The high cadence datasets (1 to 7) are composed of rasters with narrow fields of view (162'' × 152'' to 180'' × 152'') centered on the active region, which contain little to no quiet Sun. For these rasters, we use as a reference the Fe XII 195.119 Å velocity averaged in the region over which the fields of view of 95% of the rasters overlap, and set it to 0 km s⁻¹. Because the duration of these rasters is

short compared to the orbit (2.7 to 4.5 minutes *vs.* 98 minutes), it is acceptable to use a common velocity reference for all slit positions. The other datasets (8 to 11) have tall fields of view (368'' to 512''), which usually contain quiet Sun at the North or South of the active region. In this case, we compute the average velocity in the quiet Sun region for each slit position, and use it as a reference. We correct the intrinsic quiet Sun velocity using the method described by Young et al. (2012), and the average shift of -2.4 km s⁻¹ reported by Dadashi et al. (2011) for Fe XII.

Density measurement The density is measured through the Fe XII 186.887 / 195.119 Å lines ratio, which is sensitive to density variations in the 10⁸–10¹² cm⁻³ range (Young et al. 2007, 2009). We derive the densities from this lines ratio using CHIANTI version 8 (Dere et al. 1997; Del Zanna et al. 2015), and assuming the temperature of 1.6 MK, the peak formation temperature of Fe XII. The density could not be measured in datasets 1, 4, 6, and 7, because they do not contain the Fe XII 186.887 Å line.

After applying the previous steps, we obtain series of corrected intensity, velocity, and (when possible) density maps for each of the datasets listed in Table 1.

4. Results

We present the analysis of four of the datasets presented at the end of Sect. 2: datasets 1 and 8 for which the SNR and the amplitude of the intensity pulsations are large enough to allow for the detection of velocity variations that are compatible with the expected pulsations (Sect. 4.1); datasets 2 and 11 in which no velocity pulsations could be detected either due to a low SNR, or to insufficient cadence (Sect. 4.2). No pulsations in velocity are detected in the other datasets.

4.1. Datasets with velocities consistent with the expected pulsations

Dataset 1 corresponds to the observation of active region NOAA 11283, in which intensity pulsations with a period of

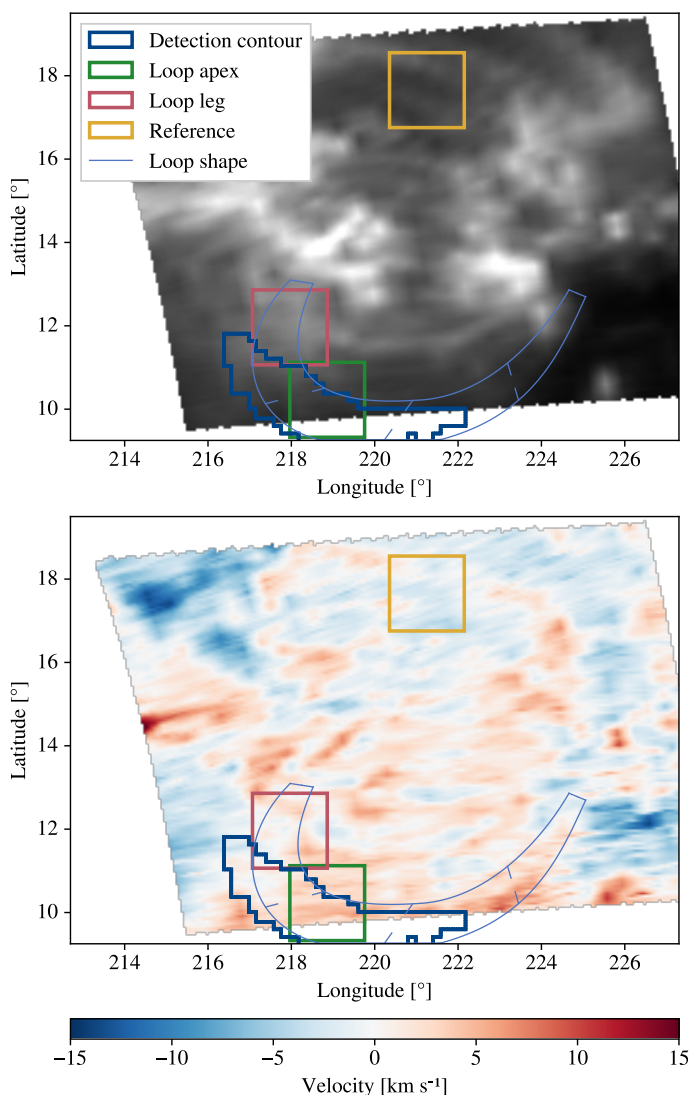


Fig. 1. Maps of the Fe XII 195.119 Å line emission (top) and velocity (bottom) for raster `eis_10_20110903_105615` from dataset 1, projected into Carrington coordinates. Several regions of interest are represented on the map: the contour in which intensity pulsations are detected with AIA 193 Å (blue), the contour selected for the loop apex (green), the contour selected for the loop leg (red), a reference contour outside of the loop (yellow), and the shape of the underlying loop (light blue).

5.8 h were detected in the 211 Å channel of AIA, between 2011 September 2, 13:08 UT, and September 8, 14:18 UT. The EIS dataset contains 240 rasters recorded between 2011 September 3, 10:56 UT, and September 5, 02:56 UT, *i.e.* 40.1 h of observation. All rasters use the 2'' slit, 9 s of exposure time, a scan step of 6'', and have a FOV of 180'' × 152''. The FOV is shown in Fig. 1, which contains the intensity and velocity maps from raster `eis_10_20110903_105615` projected into Carrington coordinates corrected for the differential rotation, as well as the region in which the intensity pulsations are detected with AIA. We select four regions of 1.8° × 1.8° in which we examine the evolution of the intensity and velocity: one close to the apex of the loop (green square), one at its eastern leg (red square), and one outside of the pulsating loops (yellow square) that we use as a reference. The reference region is chosen such that it contains small velocity variations, and no pulsations in the AIA 193 Å intensity (we verify that the power spectral density computed using the method presented in Auchère et al.

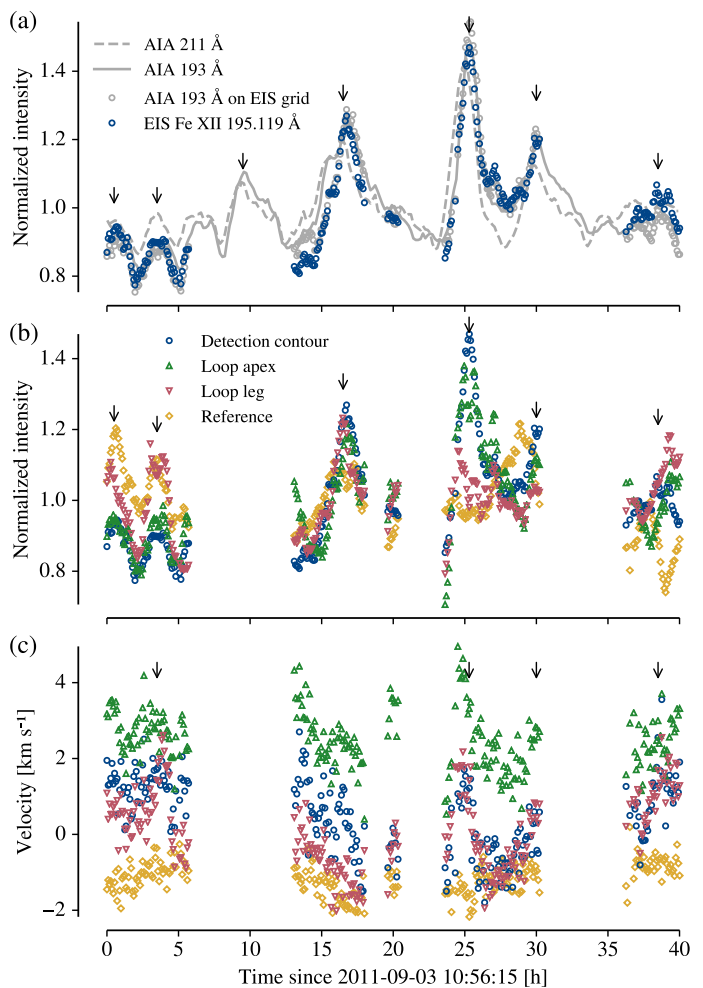


Fig. 2. Time series of the intensity and velocity for dataset 1, averaged in the contours defined in Fig. 1. (a) Comparison of intensities in the detection contour: EIS Fe XII 195.119 Å (○), full resolution AIA 211 Å (---) and 193 Å (—), and AIA 193 Å sampled at the same locations as the EIS rasters (◐). (b) EIS Fe XII 195.119 Å intensity normalized to (○) 4.2, (▲) 3.9, (▼) 5.6, and (◇) 3.5 W m⁻² sr⁻¹. (c) Velocity corrected for the EIS orbital drift. The arrows mark the positions of the peaks described in the text.

2014 contains no excess power in this region). Finally, we add a manually-traced contour that follows the shape of the loop as seen in the AIA 193 Å images.

In Fig. 2, we show the time series associated with dataset 1. The top panel (Fig. 2a) shows the intensities from the EIS Fe XII 195.119 Å line, from AIA 211 Å (the channel in which the intensity pulsations are detected), and from AIA 193 Å (which is dominated by the Fe XII 195.119 Å line; Boerner et al. 2012), averaged over the detection contour presented in Fig. 1. The two AIA channels display similar pulsations, with 193 Å peaking after 211 Å. There is a good match between the intensities from EIS Fe XII 195.119 Å, and AIA 193 Å. The small deviations between the two could be caused by other contributions in the pass-band of AIA, or the fact that the FOV of EIS does not contain the full detection contour (see Fig. 1). We construct a time series of AIA 193 Å intensities sampled at the same locations as the EIS rasters, also shown in Fig. 2a. This better matches the EIS intensities, thus we conclude that the difference between the EIS and AIA intensities is mainly caused by sampling effects.

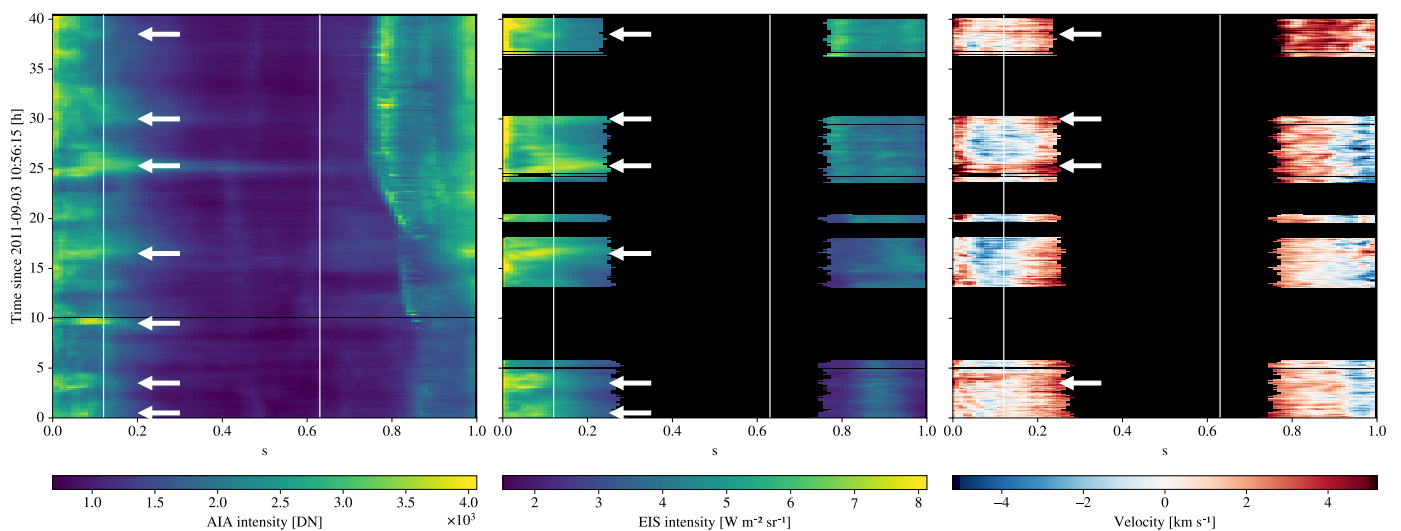


Fig. 3. Evolution of the AIA 193 Å intensity (left), EIS Fe XII 195.119 Å intensity (middle), and velocity (right), as a function of the position along the loop shape of dataset 1 defined in Fig. 1, and of time. $s = 0$ corresponds to the eastern footpoint, and the values are averaged over the loop width. Each row of the EIS plots (middle and right) corresponds to a different raster of the dataset. The vertical lines show the limits of the AIA detection contour, and the arrows correspond to the peaks marked in Fig. 2.

The Fe XII 195.119 Å intensities averaged over the regions shown in Fig. 1 are presented in Fig. 2b. The time series are divided by their respective average values, which are given in the legend of Fig. 2. The intensity in the loop apex and leg have the same behavior as the intensity in the full detection contour. The intensity in the reference region shows some variations, but these are not always in phase with the variations of the pulsating loop.

The associated velocities are shown in Fig. 2c. We estimate the uncertainty on the velocity to $\pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$ by computing the standard-deviation of the time series from the reference region, which contains no feature. This value is consistent with the usual $\pm 5 \text{ km s}^{-1}$ uncertainty for one EIS pixel (Culhane et al. 2007), divided by the square root of the number of EIS pixels in the region: at the disk center, the $1.8^\circ \times 1.8^\circ$ regions in Carrington coordinates corresponds to $30'' \times 30''$ in the plane of the sky, *i.e.* 150 pixels with the rasters of this dataset, which gives an uncertainty of 0.41 km s^{-1} .

Compared to the reference region, the velocities in the AIA detection contour (blue), the loop apex (green), and the loop leg (red) show more variance. Some of the fluctuations are in phase with the peaks of intensity. In particular, three peaks are visible in the loop leg at 3.5, 25.3, 30, and 38.5 h, which all happen at the same time as intensity peaks. These intensity and velocity peaks are indicated by black arrows on Fig. 2. The peaks at 3.5 and 25.3 h have an amplitude of about 3 km s^{-1} . We argue that these are significant because they are above the uncertainty level, and are not present in the reference region. However, there are no features in velocity associated with the other strong intensity peak around 17 h.

Fig. 3 shows the evolution of the AIA 193 Å intensity, the EIS Fe XII 195.119 Å intensity, and the velocity along the loop shape defined in Fig. 1 (s is the position along the loop starting at the eastern footpoint, and the measured parameters are averaged transversely over the loop width). Each row of the EIS intensity and velocity plots corresponds to a different raster. In this dataset, there are no data at the loop apex because it is not in the FOV of EIS. The intensity pulsations are visible along the loop in both AIA and EIS, except near the western footpoint where the emission appears to be dominated by structures below the

loop. Six intensity peaks (marked by white arrows) are visible with EIS, at 0.5, 3.5, 16.5, 25.3, 30, and 38.5 h. Four of these peaks have associated downflows, visible at 3.5, 25.3, 30, and 38.5 h.

Dataset 8 corresponds to the observation of NOAA AR 11120, where 3.9-hour intensity pulsations were detected in the 171 Å channel of AIA, between 2010 November 2, 09:10 UT, and November 8, 01:27 UT. The EIS dataset contains 60 rasters that were recorded between 2010 November 3, 21:15 UT, and November 4, 02:58 UT. This corresponds to 5.8 h of observation, which is much shorter than dataset 1 and covers only 1.7 pulsation periods. The rasters use the $2''$ slit, with 20 s of exposure time, a scan step of $4''$, and have a FOV of $60'' \times 368''$. Only the western half of the pulsating loop is visible in this narrow FOV.

We perform the same analysis as on the previous dataset, and present similar figures: Fig. 4 shows the FOV of raster `eis_10_20101103_211534`, and the selected regions; Fig. 5 shows the associated time series; and Fig. 6 shows the evolution of the intensity and velocity along the loop. The two channels of AIA show similar intensity pulsations, with 171 Å peaking after 193 Å. The difference between the AIA 193 Å and EIS Fe XII 195.119 Å intensities appears to be dominated by sampling effects, as in dataset 1. The narrow FOV of this dataset makes it difficult to find a reference region in which the intensity does not change much over time, while remaining high enough to allow for accurate velocity measurements. While the region that we select shows some intensity variations (Fig. 5b), it shows no velocity variations (Fig. 5c), which is the most important to estimate uncertainty on the velocity.

The velocity (Fig. 5c) has a very small variance in all contours. However, three small fluctuations are visible in the loop leg, with peaks at 0.7, 2.7, and 4.5 h. These are visible in both Fig. 5c, and Fig. 6, and have an amplitude of less than 2 km s^{-1} . We estimate the uncertainty on the velocity using the values from the reference region to $\pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$. The observed variations are therefore significant, although very close to the detection limit. Two of these velocity peaks are associated with intensity max-

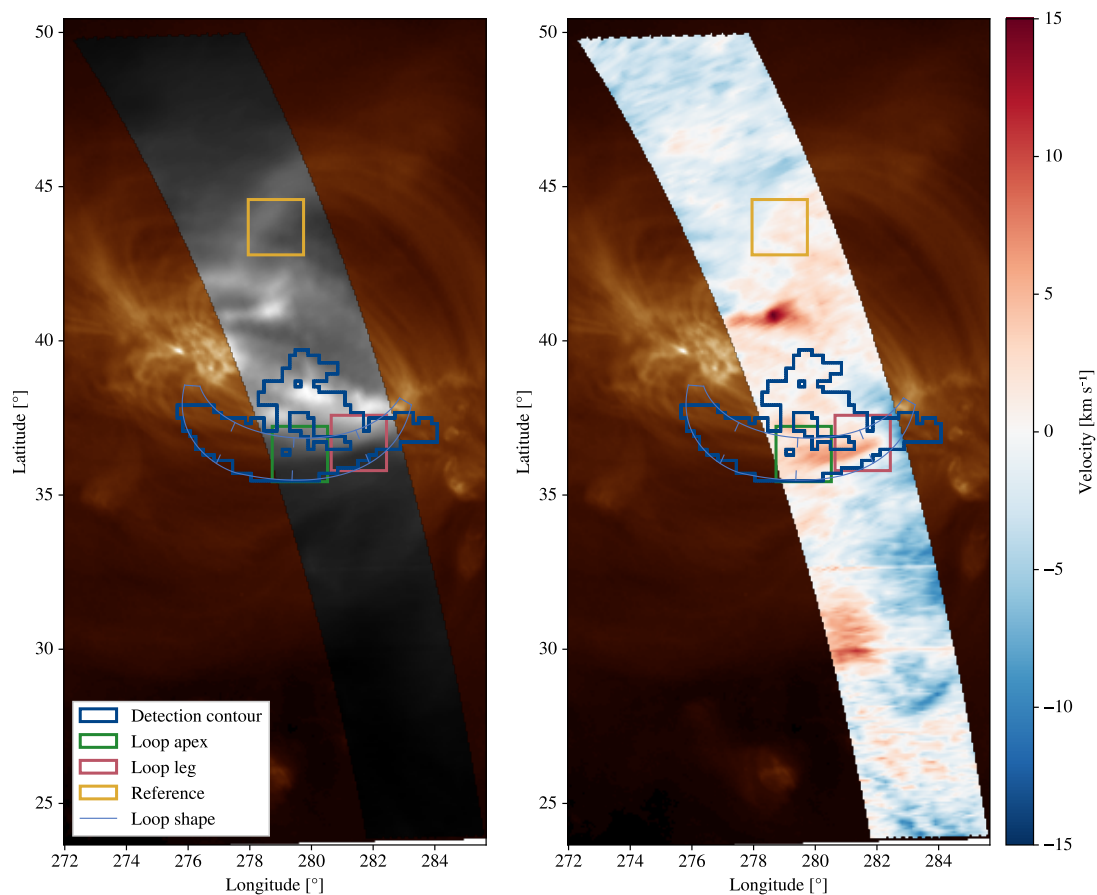


Fig. 4. Same as Fig. 1, but with the FOV of raster eis_10_20101103_211534 from dataset 8. Both maps are overlaid on a AIA 193 Å map to help visualize the structure of the active region.

ima and separated by 3.5 h, *i.e.* approximately one period. However, the peak at 2.7 h does not appear to be associated with any intensity feature.

Finally, we measure the density in this dataset, and plot it in Fig. 5d. Similarly to the intensity, the time series are normalized to their average values, which are specified in the legend. Small density fluctuations ($\sim 20\%$) are measured in the selected contours. Two maxima are observed in the leg (marked by black arrows), which coincide with the intensity peaks. A single peak is visible in the density at the apex, which happens about 0.2 h before the first intensity peak. The density in the other regions is not correlated with the variations in intensity.

4.2. Datasets with no pulsations because of instrumental limitations

Dataset 2 corresponds to the observation of NOAA AR 11494, in which pulsations were detected in the 193 and 335 Å channels of AIA between 2012 June 3 18:44 UT, and June 9 11:39 UT, with a period of 4.9 h. The EIS dataset contains 178 rasters recorded between 2012 June 8 03:03 UT, and June 9 07:42 UT, *i.e.* 28.7 h of continuous observation. All rasters use the 2'' slit, a 3 s exposure time, a scan step of 3'', and have a FOV of $152'' \times 162''$. At this exposure time, the SNR is 3 times lower than in dataset 1, and 7 times than in dataset 8.

We present similar figures as for the previous dataset: the FOV of raster eis_10_20120608_230140 and the regions of interest are shown on Fig. 7, the associated time series on Fig. 8, and the evolution of the intensity and velocity along the loop on

Fig. 9. Contrary to datasets 1 and 8, there is no significant evolution of the velocity, which is most likely explained by the fact that the SNR is significantly lower in this dataset. However, a prominent peak is visible in the density around 16 h at the apex, and around 17.5 h in the loop leg. This falls between two intensity peaks at 11 and 20 h.

Dataset 11 corresponds to the observation of AR NOAA 12135 in which pulsations were detected in the 193 Å channel of AIA, between 2014 August 9 10:56 UT, and August 15 12:26 UT, with a period of 5.8 h. The dataset contains 21 rasters acquired between 2014 August 9 15:37 UT, and August 14 11:41 UT, *i.e.* 116.8 h of observation with a very low cadence of one raster every 5.6 h on average. It is composed of two kinds of rasters: the first uses study HPW022_VEL_480x512v1 (ID: 480), with an exposure time of 15 s, and a wide FOV of $480'' \times 512''$; the second kind uses the EIS study HPW021_VEL_120x512v2 (ID: 428), with an exposure time of 45 s, and a relatively narrow FOV of $120'' \times 512''$. All rasters use the 1'' slit.

Fig. 10 shows the intensity and velocity maps of raster eis_10_20140810_042212 (wide FOV), the contour of raster eis_10_20140810_192924 (narrow FOV), the region in which the intensity pulsations are detected in AIA, and a loop shape that extends this detection contour towards the footpoints. The eastern part of the loop is covered by both raster types, while the western part is only seen in rasters with a wide FOV. Fig. 11 shows the evolution of the intensity in the detection contour. The 5.8-hour pulsations are clearly visible in the AIA 193 Å time

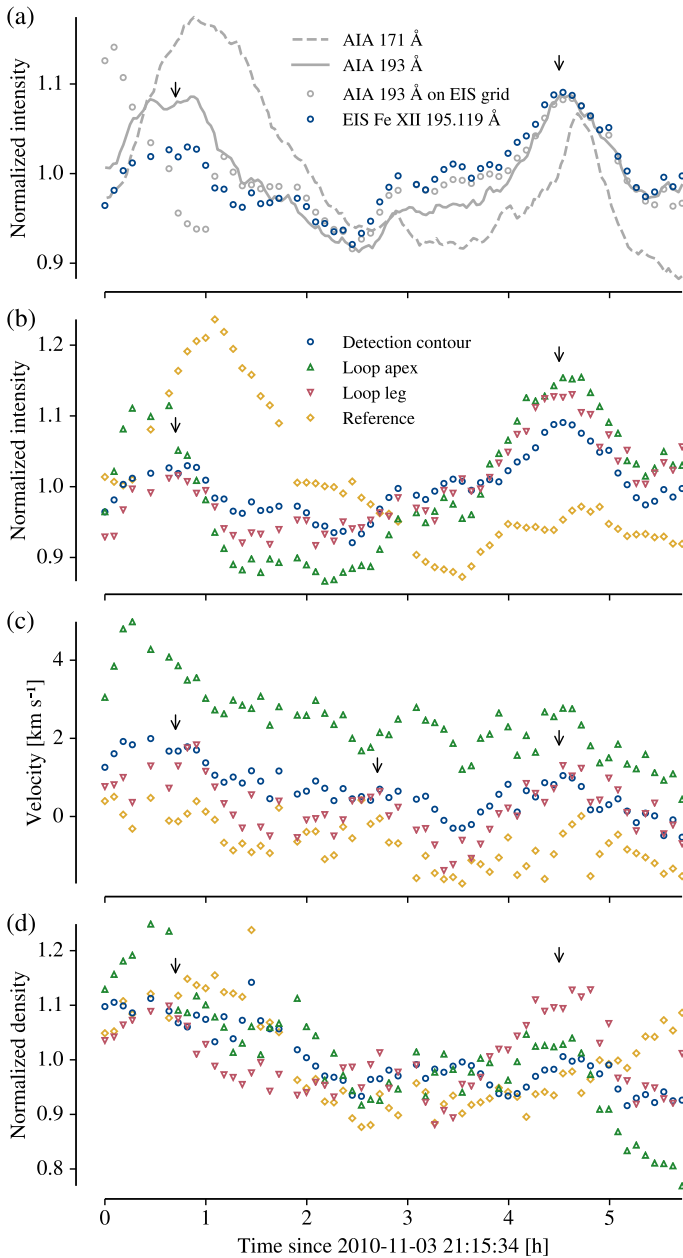


Fig. 5. Same as Fig. 2, but showing the parameters of dataset 8 averaged in the contours defined in Fig. 4. (a) EIS Fe XII 195.119 Å and AIA 193 Å intensities. (b) EIS Fe XII 195.119 Å intensity normalized to (○ 5.0, ▲ 3.6, ▼ 6.1, and ◇ 1.0) $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$. (c) Velocity. (d) Density normalized to (○ 4.3, ▲ 2.1, ▼ 5.0, and ◇ 4.5) $\times 10^{15} \text{m}^{-3}$.

series, and the EIS Fe XII 195.119 Å intensity matches its evolution. However, the cadence of the EIS rasters is not high enough to detect the pulsations with these data only. Fig. 12 shows the evolution of the intensity and velocity along the loop contour defined in Fig. 10. Despite a good SNR that allows for accurate velocity measurements, no velocity nor intensity pulsations can be seen in the EIS plots. However, downflows are detected in the western part of the loop ($0.6 < s < 0.9$), while the eastern legs contains either upflows or no velocities. This is compatible with either a static flow along the loop, or the expected pulsations, but the cadence does not allow us to discriminate between the two scenarios.

5. Discussion

5.1. Magnitude of the measured downflows

The one-dimensional hydrodynamic simulations of loops that reproduce the observed long-period intensity pulsations also predict periodic plasma flows, where the projected velocity changes over one cycle with an amplitude of about 30 km s^{-1} (Mikić et al. 2013; Froment et al. 2017, 2018). Such variations in velocity should be easy to detect with *Hinode*/EIS, which can measure velocities with a precision of about 5 km s^{-1} in a single pixel (Culhane et al. 2007). We searched for such pulsations by analyzing 11 EIS datasets, 9 of which had sufficient cadence to allow for the detection of pulsations. Yet, we did not detect velocity pulsations with the expected amplitude in any of these datasets. Instead of this, we detect velocity variations with an amplitude of 2 to 4 km s^{-1} in two datasets, which are the ones that have the highest SNR, and the most contrasted intensity variations. The measured velocity variations are therefore lower by a factor of 10 than those produced in the simulations.

This apparent discrepancy is caused by the fact that coronal loops are only 10 % to 30 % brighter than the background when observed in EUV (Del Zanna & Mason 2003; Aschwanden & Nightingale 2005; Aschwanden et al. 2008), and therefore only contribute to a small fraction of the emission integrated over the full line of sight (LOS). Let's consider a LOS filled with plasma at rest, that intersects with a single loop inside which plasma flows at a velocity v_{loop} , as illustrated in Fig. 13. In this situation, a given electronic transition with an energy equivalent to the rest wavelength λ_0 (Fe XII 195.119 Å in our case) would result in two distinct lines: a bright line centered on λ_0 emitted by everything outside of the loop, and a dimmer line emitted by the plasma flowing in the loop, centered on $(v_{\text{loop}}/c + 1)\lambda_0$, and only 10 % to 30 % as bright as the first line. Because of the combined Doppler broadening and instrumental width, line profiles observed by EIS have typical full widths at half-maximum (FWHM) of 60 mÅ , or 95 km s^{-1} (Korendyke et al. 2006; Brown et al. 2008). With a separation of 30 km s^{-1} , the two lines are therefore blended, and retrieving the velocity of the fainter component is not straightforward. This may be achieved by fitting the two lines with either a single, or two Gaussian profiles.

We tested these two approaches by performing Monte-Carlo simulations, in which we generate synthetic spectra similar to the one described above (*i.e.* two gaussian profiles at positions $v_{\text{rest}} = 0$ and $v_{\text{loop}} > 0$, intensities $I_{\text{rest}} > I_{\text{loop}}$, and a common FWHM Δ), add photon noise, and fit the spectra with either one or two Gaussian profiles. By repeating this operation a large number of times for different realizations of the noise, we can estimate the probability of correctly retrieving the input parameters. We explore different values for the wavelength separation, intensity ratio, and SNR of the two lines. This is detailed in Appendix A. We draw two conclusions from these simulations: 1. given the SNR of the EIS observations, the velocity of the second component cannot be estimated with a two-gaussians fit, because the locations of the two fitting Gaussians are decorrelated from the input (Fig. A.2); 2. when performing a single-gaussian fit, the retrieved velocity v^{Fit} is systematically lower than the one in the loop (Fig. A.1), with:

$$v^{\text{Fit}} \lesssim v_{\text{loop}} \times I_{\text{loop}}/I_{\text{rest}}, \text{ when } |v_{\text{loop}}| < \Delta/2. \quad (2)$$

These simulations justify the use of a single-gaussian fit to retrieve the velocity of a faint component with a small wavelength separation, and provide a new way to interpret the

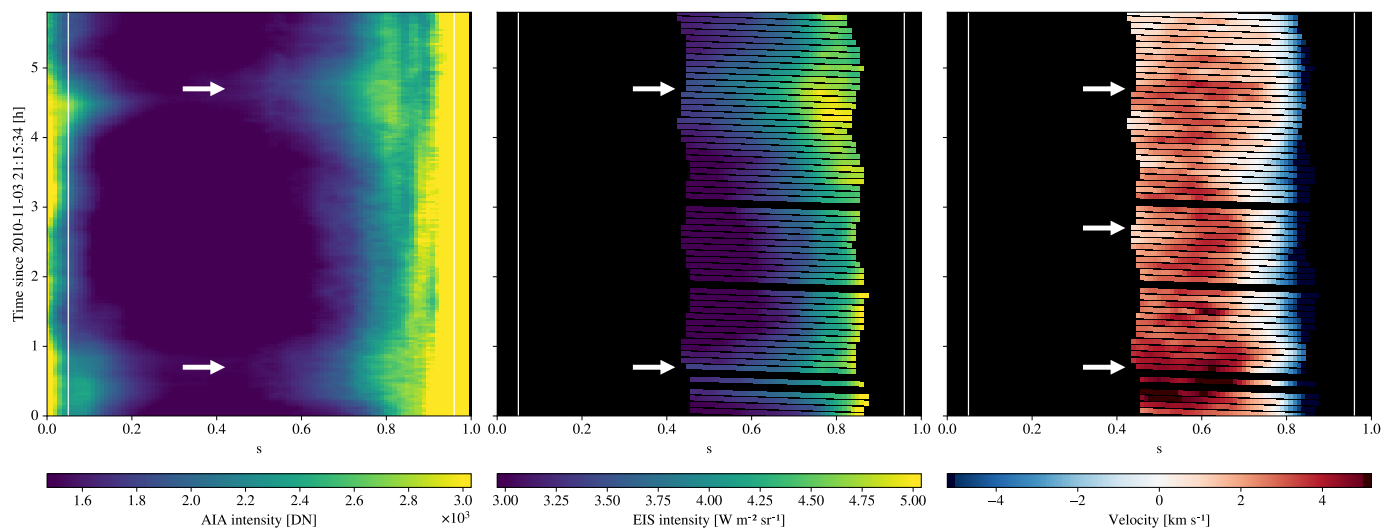


Fig. 6. Same as Fig. 3, but for dataset 8, showing the evolution of the intensity and velocity in the loop represented in Fig. 4.

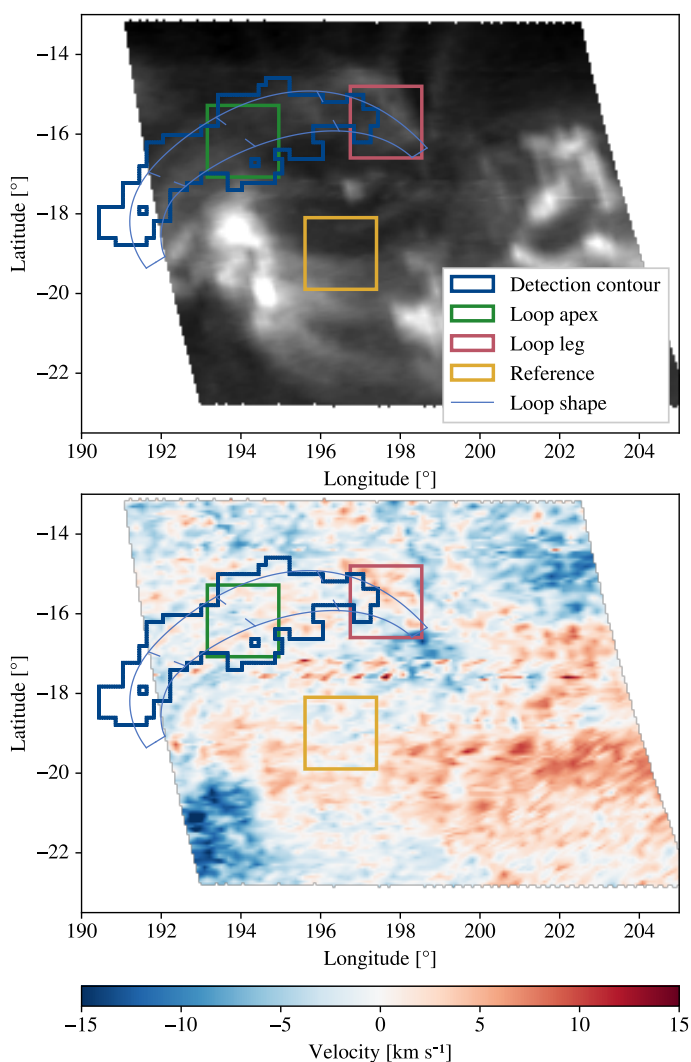


Fig. 7. Same as Fig. 1, but with the FOV of raster eis_10_20120608_230140 from dataset 2.

fit results. Double gaussian fitting is therefore more suited to larger separations (see, e.g. Imada et al. 2008; Dolla & Zhukov

2011 who applied this method to retrieve separations of 50–100 km s⁻¹ from EIS spectra), while the B–R asymmetry index (De Pontieu et al. 2009) is adapted to more complex line profiles, but do not allow for straightforward velocity measurements.

We use the intensity contrast presented in Table 1 as an estimation of $I_{\text{loop}}/I_{\text{rest}}$ to compute a lower bound to the amplitude of the velocity variations in the loops using the above Equation 2: $v_{\text{loop, min}} = v^{\text{Fit}} \times I_{\text{rest}}/I_{\text{loop}}$. In dataset 1, we measured variations of 3.0 ± 0.4 km s⁻¹ and an intensity contrast of 50 %, which translates to $v_{\text{loop, min}} = 6$ km s⁻¹. For dataset 8, the measured variations are of 2.0 ± 0.6 km s⁻¹ with a contrast of 20 %, which gives $v_{\text{loop, min}} = 10$ km s⁻¹. These values are closer, although still lower, to those produced in the simulations. In the case of dataset 1, this could partly be explained by the orbital drift correction, for which we used the velocity averaged over the FOV (Sect. 3). The reference region therefore includes the pulsating loops, which could slightly attenuate the velocity variations.

Finally, the LOS integration effect can also explain why pulsations are not seen in all datasets: in most datasets, the measured velocity would be reduced by the background and foreground to the point that it falls below the detection threshold of EIS. Datasets 1 and 8 where velocity variations are measured are those with the most favorable combination of SNR and intensity contrast.

5.2. Time shifts between the intensity, the velocity, and the density

We now investigate how the intensity, velocity, and density signals are shifted relatively to each other, as it is a signature of TNE. In datasets 1 and 8, almost all observed velocity peaks happen at the same time as the Fe XII 195.119 Å intensity peaks. The density peaks are less consistent: it appears to be in phase with the intensity in dataset 8, while it is in opposition of phase in dataset 2.

In order to better understand these behaviors, we take a new look at simulation results from Froment et al. (2017), who reproduced the intensity pulsations observed with AIA for one of the events presented by (Froment et al. 2015). Although this simulation was performed for a different event than the ones presented in the current study, we use it to get a global idea of the evolution of a loop undergoing TNE cycles with incomplete

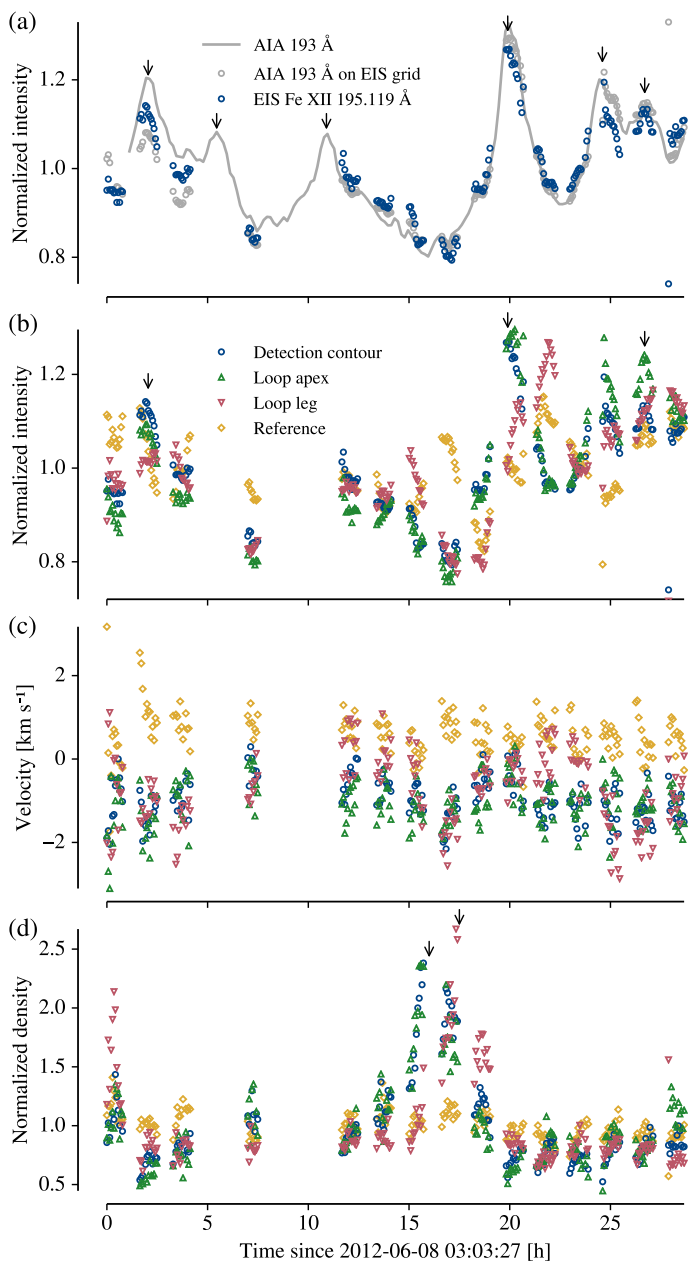


Fig. 8. Same as Fig. 2, but showing the parameters of dataset 2 averaged in the contours defined in Fig. 7. (a) EIS Fe XII 195.119 Å and AIA 193 Å intensities. (b) EIS Fe XII 195.119 Å intensity normalized to (○ 2.2, ▲ 2.2, ▼ 2.9, and ◇ 3.2) $W m^{-2} sr^{-1}$. (c) Velocity. (d) Density normalized to (○ 2.6, ▲ 2.8, ▼ 2.1, and ◇ 2.8) $\times 10^{15} m^{-3}$.

condensations. In Fig. 14 (adapted from Figure 9 of Froment et al. 2017), we present the evolution of the AIA 193 Å intensity, temperature, density, and velocity (along the loop and projected along the LOS), averaged at the loop apex (top) and in the western leg of the loop (bottom). We first note that the velocity in the leg peaks to $55 km s^{-1}$ along the loop, which corresponds to only $30 km s^{-1}$ when projected along the LOS, as mentioned in Sect. 1. At the apex, the density peaks before the intensity, while the velocity peaks roughly at the same time as the intensity. In the loop leg, however, all parameters peak approximately at the same time. Therefore we expect the velocity to be in phase with the intensity everywhere in the loop, but the density should peak at the loop apex before peaking in the leg.

In dataset 8, two density peaks occur in the leg at the same time as the two intensity peaks (Fig. 5). One density peak is visible at the apex, just before the first peak that occurs in the leg. The time shifts of these three density peaks is consistent with the simulations. However, the second density peak is not visible at the apex (this could be due to no variations or insufficient contrast), and we cannot fully test the fact that the density should peak before the intensity at this location. A single but prominent density peak is detected in dataset 2, which arises first at the apex, and then in the leg (Fig. 8). Although the density in the leg does not peak at the same time as the intensity, the fact that it peaks after the apex is seems compatible with the simulations.

The velocities measured in datasets 1 and 8 globally match the predicted behavior. Indeed, the downflows observed in dataset 1 all happen at the same time as the Fe XII 195.119 Å intensity peaks, and all intensity peaks have associated downflows, except for the strong intensity peak at 17 h. In dataset 8, the two intensity peaks have associated downflows. However a third velocity peaks is seen at 2.7 h, and does not appear to be associated with any intensity feature, which is puzzling. Overall, the fact that most downflows happen at the same time as the corresponding intensity peaks is a strong clue that they are not instrumental artifacts.

Finally, we note that the AIA 211 Å intensity peaks before 193 Å in dataset 1, and that 193 Å peaks before 171 Å in dataset 2. This is consistent with previous reports that loops are generally observed in their cooling phase (Warren et al. 2002; Winebarger et al. 2003; Winebarger & Warren 2005; Ugarte-Urra et al. 2006, 2009; Mulu-Moore et al. 2011; Viall & Klimchuk 2011, 2012; Froment et al. 2015).

6. Summary and conclusion

In order to detect velocity pulsations associated with long-period intensity pulsations, we used 11 sets of EIS rasters that correspond to the observation of known intensity pulsation events detected with AIA between 2010 and 2016 (Froment 2016). We detect velocity variations compatible with the expected pulsations in 2 of these datasets. The variations are characterized by recurring downflows that happen at the same time as the intensity peaks. The first dataset (1) contains 6 intensity peaks, 4 of which have matching velocity peaks. The second dataset (8) contains 2 intensity peaks but shows 3 velocity peaks, with the third one occurring between the two intensity peaks. Overall, we find a good, albeit not perfect, correlation between the observed intensity and velocity peaks for these two datasets. The observed velocities are consistent with simulations from Mikić et al. (2013) and Froment et al. (2017), where strong downflows occur in one leg of the loop when the intensity peaks in the 193 Å channel of AIA. The velocity variations have an amplitude of 4 and $2.5 km s^{-1}$ respectively, which is much lower than the $\sim 30 km s^{-1}$ flows produced in the simulations. We argue that this difference is caused by the presence of emission from plasma at rest along the LOS, which decreases the amplitude of the measured velocity variation. This also explains why we detect no velocity variations in the other datasets, which have a lower SNR combined with a lower intensity contrast, *i.e.* more contamination from plasma outside of the pulsating loop. Because the measured velocities are at the limits of the EIS capabilities, it is hard to know if the absence of detected velocity variations during some intensity peaks of dataset 1 indicate an absence of downflow in the loop, or simply lower velocities that fall below the detection threshold.

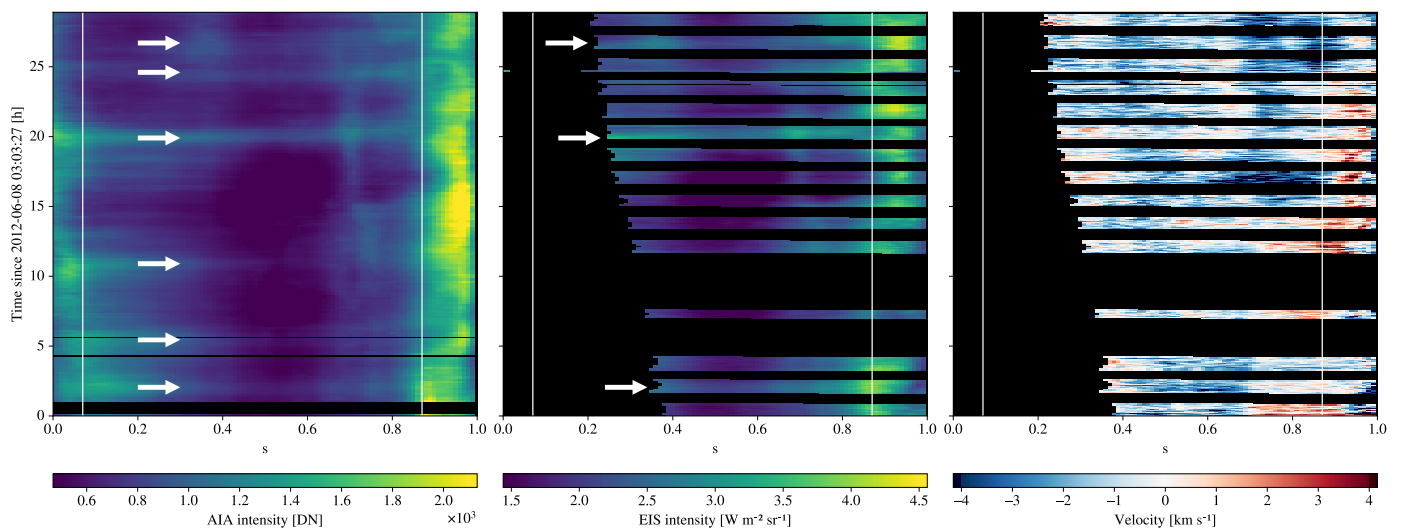


Fig. 9. Same as Fig. 3, but for dataset 2, showing the evolution of the intensity and velocity in the loop represented in Fig. 7.

We also measured the density in the pulsating loops for two of the presented datasets. Both show small density variations, which appear to be compatible with the behavior predicted by the simulations. However, because these variations are faint ($\sim 20\%$ in one dataset, and a single density peak the other), they do not provide a strong constraint to compare the simulations to the observations.

We detect velocity variations that are compatible with the pulsations predicted by the simulation. However, these pulsations are at the limits of the instrumental capabilities of EIS, and are therefore only detected in a fraction of observed events. More observations are required in order to detect the pulsations without any ambiguity. We have designed a new observation program for EIS, where we make the best compromise between cadence (one raster every 40 minutes), exposure time (30 s), FOV ($304'' \times 512''$), and spatial resolution in the X direction ($4''$). The program has already been run once, but the observed active region contained no intensity pulsations. It is planned to run it again in the future. This study highlights the need for a new generation of EUV spectrometers that can make observations with both high-SNR and high cadence at the same time.

Acknowledgements. We acknowledge P. Young for useful advice on the EIS data analysis. *Hinode* is a Japanese mission developed and launched by ISAS/JAXA, with NAOJ as domestic partner and NASA and STFC (UK) as international partners. It is operated by these agencies in co-operation with ESA and NSC (Norway). AIA data are courtesy of NASA/SDO and the AIA science team. This work used data provided by the MEDOC data and operations centre (CNES/CNRS/Univ. Paris-Sud), medoc.ias.u-psud.fr. CHIANTI is a collaborative project involving George Mason University, the University of Michigan (USA), University of Cambridge (UK) and NASA Goddard Space Flight Center (USA). We acknowledge support from the International Space Science Institute (ISSI), Bern, Switzerland to the International Team 401 ‘‘Observed Multi-Scale Variability of Coronal Loops as a Probe of Coronal Heating’’. C.F.: this research was supported by the Research Council of Norway, project no. 250810, and through its Centres of Excellence scheme, project no. 262622. S.P. acknowledges the funding by CNES through the MEDOC data and operations centre. *Software:* Astropy (Astropy Collaboration et al. 2013, 2018), ChiantiPy (Dere 2013), SolarSoft (Freeland & Handy 2012).

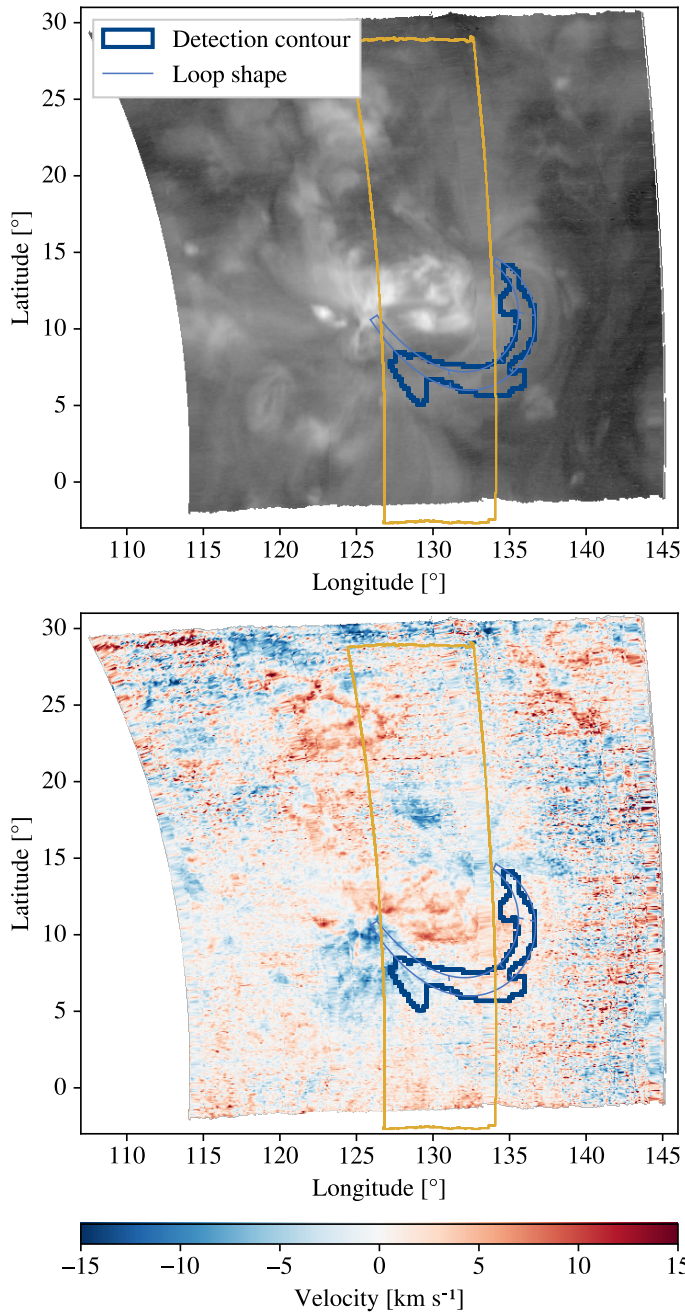


Fig. 10. Same as Fig. 1, but with the FOV of raster `eis_10_20140810_042212` from dataset 11, and showing only the AIA detection contour and the loop shape. The yellow contour shows the FOV of raster `eis_10_20140810_192924`.

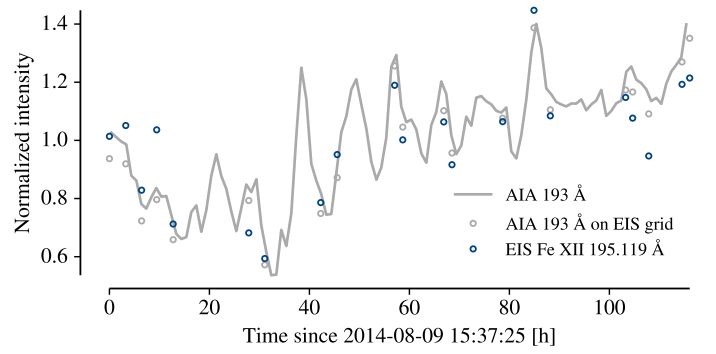


Fig. 11. Intensity evolution for dataset 11, averaged in the detection contour shown in Fig. 10: AIA 193 Å at full resolution (—), EIS Fe XII 195.119 Å intensity (●), and AIA 193 Å sampled at the same locations as the 21 EIS rasters (○).

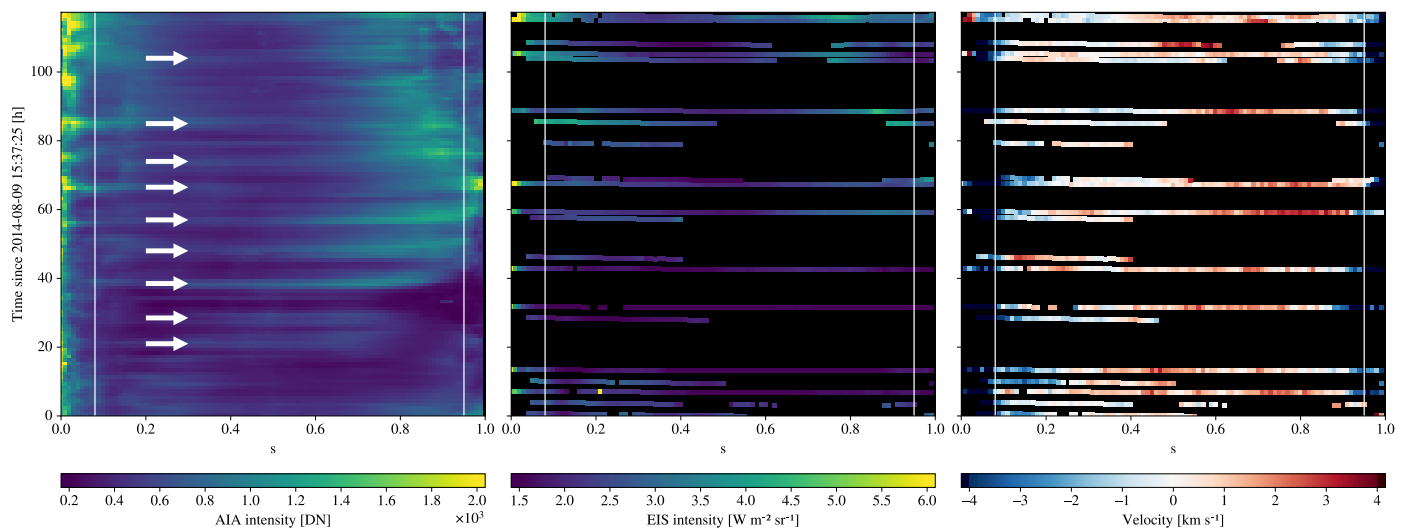


Fig. 12. Same as Fig. 3, but for dataset 11, showing the evolution of the intensity and velocity in the loop represented in Fig. 10.

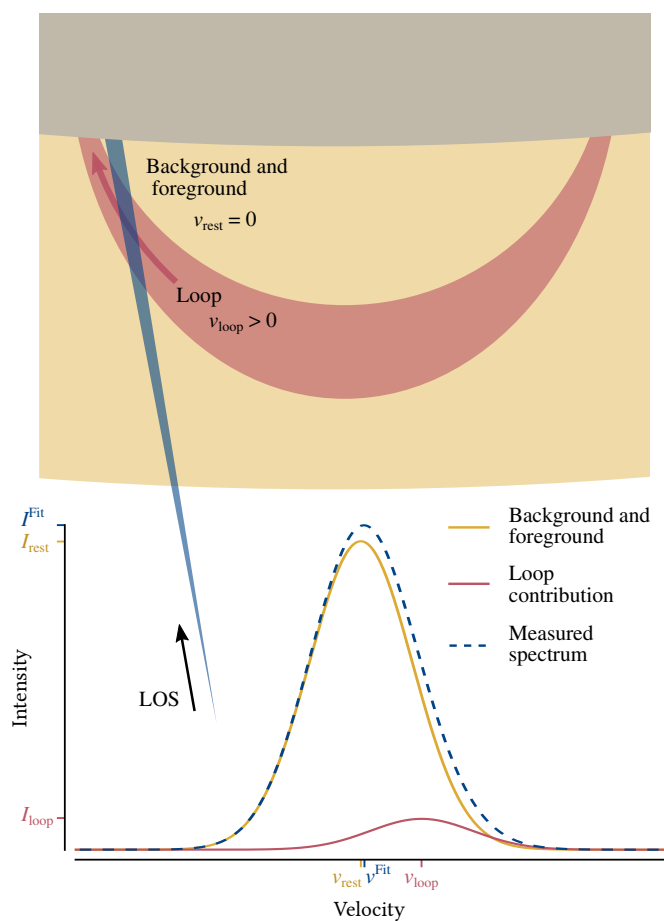


Fig. 13. Sketch representing the integration along the LOS of a spectral line emitted by plasma flowing in a loop (red), and the contribution from static plasma in the background and foreground (yellow). Even if the component from the loop has an important spectral shift, the resulting line (dashed blue) is close to the rest wavelength, because the loop accounts only for 10% to 30% of the total emission.

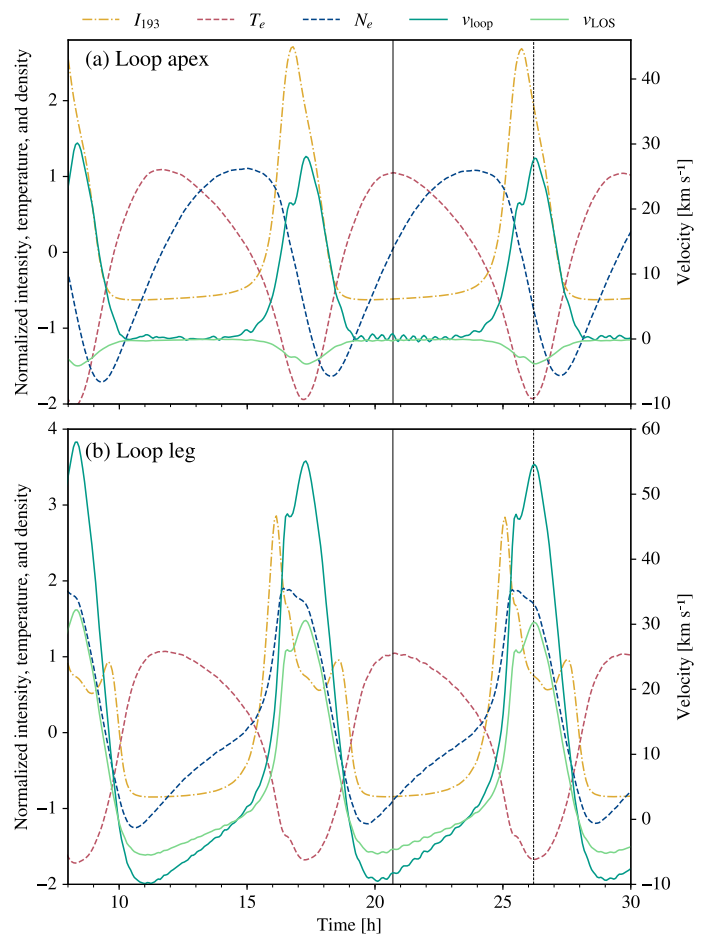


Fig. 14. Synthetic AIA 193 Å intensity I_{193} , temperature T_e , density N_e , and velocity (v_{loop} along the loop, and v_{LOS} projected along the line of sight), in the loop simulated by Froment et al. (2017), and adapted from Figure 9 of their paper. Top: values near the apex, averaged between 170 and 255 Mm of the 367 Mm-long-loop. Bottom: values in the loop leg, averaged between 320 and 340 Mm. The intensity, temperature, and density are divided by their standard deviation and shifted by their average. N_e peaks before I_{193} , v_{loop} , and v_{LOS} at the apex, but all peak roughly at the same time in the leg of the loop.

Appendix A: Monte-Carlo simulations of line fitting

In order to better understand how the velocity from a faint line blended with an intense line can be retrieved, we perform Monte-Carlo simulations of line fitting. To that end, we generate synthetic EIS spectra sampled every 22 mÅ (Culhane et al. 2007), and composed of two Gaussian line profiles with respective velocities v_{loop} and v_{rest} , peak intensities I_{loop} and I_{rest} , the same FWHM Δ , and a global offset b . The average number of photons as a function of the wavelength is therefore given by:

$$N_{\lambda} = I_{\text{rest}} e^{-4 \log 2 (\lambda - (v_{\text{rest}}/c+1)\lambda_0)^2 / \Delta^2} + I_{\text{loop}} e^{-4 \log 2 (\lambda - (v_{\text{loop}}/c+1)\lambda_0)^2 / \Delta^2} + b, \quad (\text{A.1})$$

where $\lambda_0 = 195.119 \text{ \AA}$ is the rest wavelength of the simulated line, and c is the speed of light. We simulate photon noise by applying a realisation of the Poisson distribution, such that for a random variable X and an integer k , $P(X = k | N_{\lambda}) = N_{\lambda}^k e^{-N_{\lambda}} / k!$.

We then fit two model functions to these spectra: a single-gaussian function G_1 , and a double-gaussian function G_2 :

$$G_1(\lambda, I^{\text{Fit}}, v^{\text{Fit}}, \Delta^{\text{Fit}}, b^{\text{Fit}}) = I^{\text{Fit}} e^{-4 \log 2 (\lambda - (v^{\text{Fit}}/c+1)\lambda_0)^2 / \Delta^{\text{Fit}^2}} + b^{\text{Fit}} \quad (\text{A.2})$$

$$G_2(\lambda, I_{\text{rest}}^{\text{Fit}}, I_{\text{loop}}^{\text{Fit}}, v_{\text{rest}}^{\text{Fit}}, v_{\text{loop}}^{\text{Fit}}, \Delta_{\text{rest}}^{\text{Fit}}, \Delta_{\text{loop}}^{\text{Fit}}, b^{\text{Fit}}) = \\ I_{\text{rest}}^{\text{Fit}} e^{-4 \log 2 (\lambda - (v_{\text{rest}}^{\text{Fit}}/c+1)\lambda_0)^2 / \Delta_{\text{rest}}^{\text{Fit}^2}} + \\ I_{\text{loop}}^{\text{Fit}} e^{-4 \log 2 (\lambda - (v_{\text{loop}}^{\text{Fit}}/c+1)\lambda_0)^2 / \Delta_{\text{loop}}^{\text{Fit}^2}} + b^{\text{Fit}} \quad (\text{A.3})$$

For a given set of input parameters (v_{rest} , v_{loop} , I_{rest} , I_{loop} , Δ), we generate 10000 spectra with different realizations of the noise, that we fit with both G_1 and G_2 in order to estimate the probability of retrieving each possible fit parameter values. We explore different combinations of input parameters, in particular the position of the secondary line (v_{loop}), the ratio of the two lines ($I_{\text{loop}}/I_{\text{rest}}$), and the SNR (absolute value of I_{rest}). We represent these results as stacked histograms (Fig. A.1 and Fig. A.2), which show the probability to retrieve the values of a fit parameter, given the input parameters printed above the map, and the velocity of the secondary line v_{loop} in abscissa. Each column of these maps corresponds to the normalized histogram of the results of the 10000 fits performed for the corresponding input parameters.

In Fig. A.1, we present results of the fit of 2-lines spectra with the single-gaussian function G_1 . The three plots show the stacked histograms of v^{Fit} as a function of v_{loop} , for different values of $I_{\text{loop}}/I_{\text{rest}}$ (10%, 20%, and 30%), and a SNR of 10. For large separations between the two lines ($v_{\text{loop}} > 150 \text{ km s}^{-1}$), the fitted Gaussian is centered on the brightest line of the spectrum, with $v^{\text{Fit}} = 0$. However, for small separations ($v_{\text{loop}} < \Delta$), the centroid of the fitted Gaussian seems to follow the relation $v^{\text{Fit}} \lesssim v_{\text{loop}} \times I_{\text{loop}}/I_{\text{rest}}$. Performing the same simulations with higher SNR values shows the same dependency of v^{Fit} on v_{loop} , with lower dispersion. Therefore, fitting a single Gaussian function to such 2-lines spectra yields information on the velocity of the weaker component, and the separation value can be computed with the knowledge of the intensity ratio between the two lines.

In Fig. A.2, we present stacked histograms that correspond to the fit of 2-lines spectra with the double-gaussian function

G_2 . The left column shows the histograms of $v_{\text{rest}}^{\text{Fit}}$ as a function of v_{loop} , while the right column shows the histograms of $v_{\text{loop}}^{\text{Fit}}$ as a function of v_{loop} . The top row corresponds to a SNR of 10, and the bottom row to a SNR of 126. These SNR values are equivalent to respectively 0.4 and 58 s of integration time with the 1'' slit and in the Fe XII 195.119 Å for typical active region count rates (Culhane et al. 2007, Table 12). The maximum probability should be distributed around the blue line shown on each plot. This is the case only for large separations of the two lines (*i.e.* large values of v_{loop}). For lower values ($v_{\text{loop}} < 150 \text{ km s}^{-1}$ at a SNR of 10, and $v_{\text{loop}} < 100 \text{ km s}^{-1}$ at a SNR of 126), the fit parameters are very disperse. This shows that for line separations of less than one FWHM, it is not possible to accurately retrieve the velocity of the faint line, even with long exposure times.

References

- Antolin, P. & Rouppe van der Voort, L. 2012, *The Astrophysical Journal*, 745, 152
- Antolin, P., Shibata, K., & Vissers, G. 2010, *ApJ*, 716, 154
- Aschwanden, M. J. & Nightingale, R. W. 2005, *ApJ*, 633, 499
- Aschwanden, M. J., Nitta, N. V., Wuelsel, J.-P., & Lemen, J. R. 2008, *ApJ*, 680, 1477
- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, *AJ*, 156, 123
- Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *A&A*, 558, A33
- Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014, *A&A*, 563, A8
- Auchère, F., Froment, C., Bocchialini, K., Buchlin, E., & Solomon, J. 2016, *ApJ*, 827, 152
- Auchère, F., Froment, C., Soubrié, E., et al. 2018, *ApJ*, 853, 176
- Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., et al. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 41
- Brown, C. M., Feldman, U., Seely, J. F., Korendyke, C. M., & Hara, H. 2008, *ApJS*, 176, 511
- Brown, C. M., Hara, H., Kamio, S., et al. 2007, *PASJ*, 59, S865
- Culhane, J. L., Harra, L. K., James, A. M., et al. 2007, *Sol. Phys.*, 243, 19
- Dadashi, N., Teriaca, L., & Solanki, S. K. 2011, *A&A*, 534, A90
- de Groof, A., Bastiaensen, C., Müller, D. a. N., Berghmans, D., & Poedts, S. 2005, *A&A*, 443, 319
- De Groof, A., Berghmans, D., van Driel-Gesztelyi, L., & Poedts, S. 2004, *A&A*, 415, 1141
- De Pontieu, B., McIntosh, S. W., Hansteen, V. H., & Schrijver, C. J. 2009, *ApJ*, 701, L1
- Del Zanna, G., Dere, K. P., Young, P. R., Landi, E., & Mason, H. E. 2015, *A&A*, 582, A56
- Del Zanna, G. & Mason, H. E. 2003, *A&A*, 406, 1089
- Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 291
- Dere, K. 2013, *Astrophysics Source Code Library*, ascl:1308.017
- Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997, *A&AS*, 125
- Dolla, L. R. & Zhukov, A. N. 2011, *The Astrophysical Journal*, 730, 113
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 1
- Freeland, S. L. & Handy, B. N. 2012, *Astrophysics Source Code Library*, ascl:1208.013
- Froment, C. 2016, Ph.D. Thesis, Université Paris-Saclay, Université Paris-Sud, Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay, France
- Froment, C., Auchère, F., Aulanier, G., et al. 2017, *ApJ*, 835, 272
- Froment, C., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2015, *ApJ*, 807, 158
- Froment, C., Auchère, F., Mikić, Z., et al. 2018, *ApJ*, 855, 52
- Hortin, T. 2003, Ph.D. Thesis, Université Paris-Sud
- Imada, S., Hara, H., Watanabe, T., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 679, L155
- Kamio, S., Fredvik, T., & Young, P. 2011, in *EIS Software Notes, SolarSoft Documentation*
- Kamio, S., Hara, H., Watanabe, T., Fredvik, T., & Hansteen, V. H. 2010, *Sol. Phys.*, 266, 209
- Karpen, J. T., Antiochos, S. K., Hohensee, M., Klimchuk, J. A., & MacNeice, P. J. 2001, *ApJ*, 553, L85
- Karpen, J. T., Tanner, S. E. M., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2005, *ApJ*, 635, 1319
- Klimchuk, J. A., Patsourakos, S., & Tripathi, D. 2016, *Sol. Phys.*, 291, 55
- Korendyke, C. M., Brown, C. M., Thomas, R. J., et al. 2006, *Appl. Opt.*, 45, 8674
- Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., et al. 2007, *Sol. Phys.*, 243, 3
- Kuin, N. P. M. & Martens, P. C. H. 1982, *A&A*, 108, L1

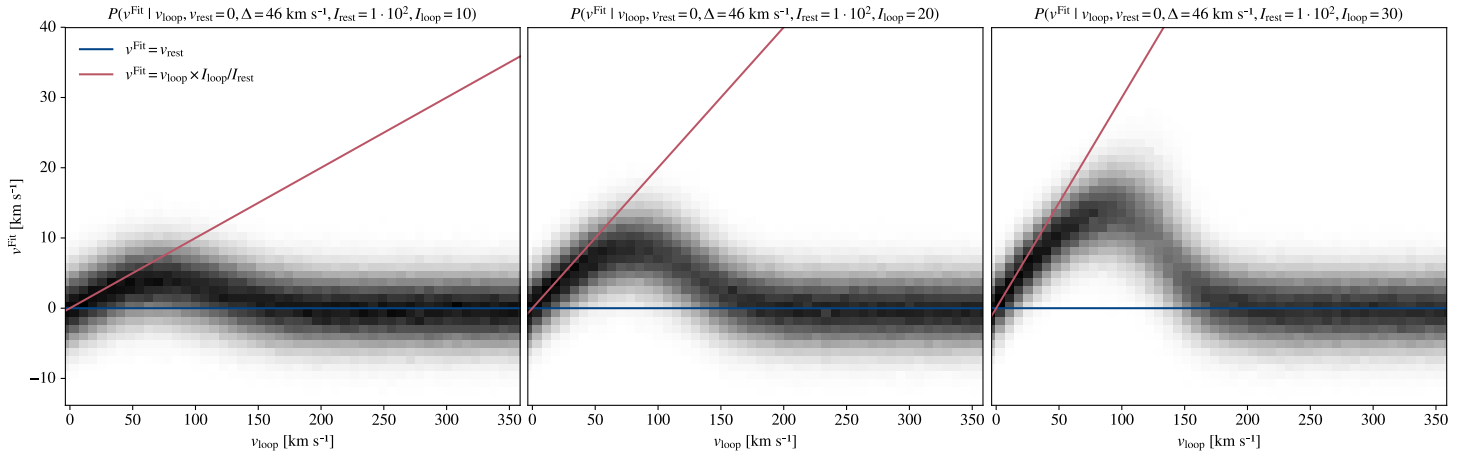


Fig. A.1. Stacked histograms showing dependency of v^{Fit} on v_{loop} , for the fit of the single-gaussian function G_1 to synthetic 2-lines EIS spectra. The three plots correspond to a SNR of 10, with (from left to right) intensity ratios $I_{\text{loop}}/I_{\text{rest}}$ of 10 %, 20 %, and 30 %. The blue lines represent the input position of the bright line, and the red lines show the empirical relation $v^{\text{Fit}} = v_{\text{loop}} \times I_{\text{loop}}/I_{\text{rest}}$. Black bins corresponds to higher probabilities.

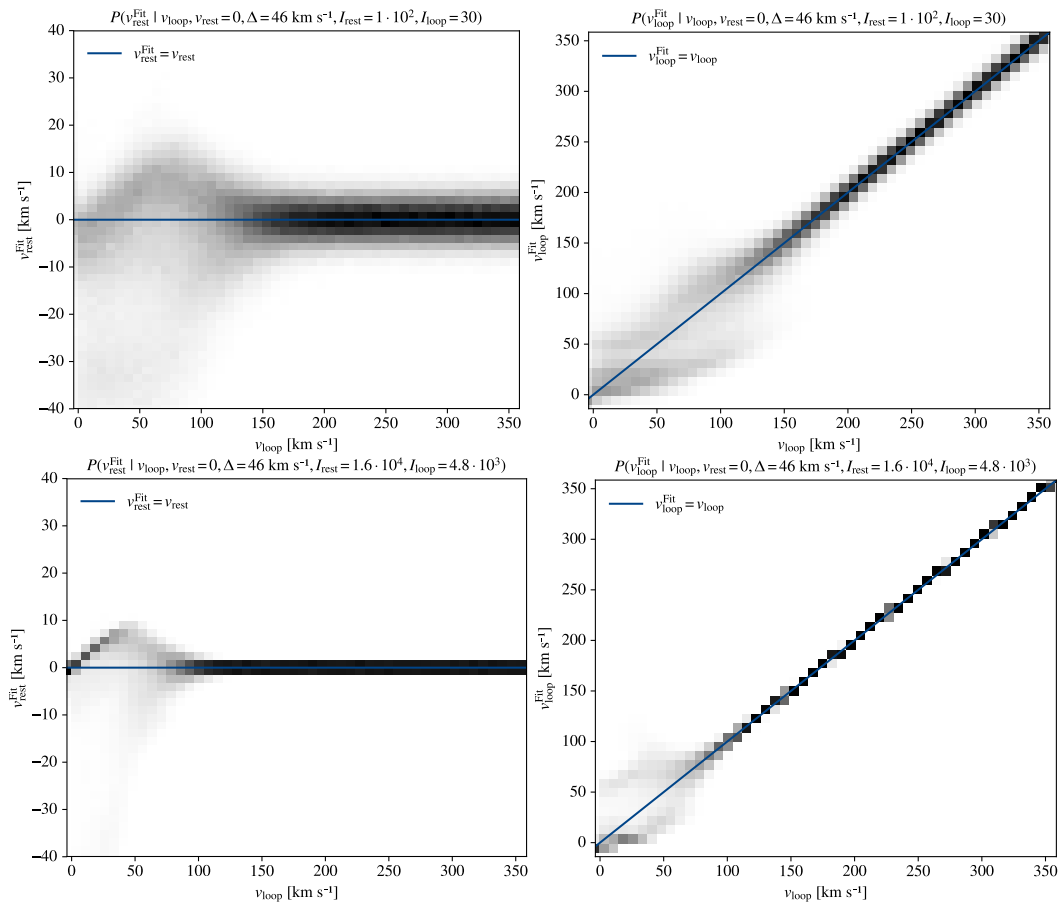


Fig. A.2. Stacked histograms for the fit of the double-gaussian function G_2 to synthetic 2-lines EIS spectra. The left column shows the dependency of $v_{\text{rest}}^{\text{Fit}}$ on v_{loop} , and the right column the dependency of $v_{\text{loop}}^{\text{Fit}}$ on v_{loop} . The top row corresponds to a SNR of 10, while the bottom row corresponds to a SNR of 126. All spectra used for these plots had an intensity ratio $I_{\text{loop}}/I_{\text{rest}}$ of 30 %. The blue lines mark to the input position of the corresponding line (*i.e.* v_{rest} or v_{loop}). Black bins corresponds to higher probabilities.

Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 17
Mariska, J. T., Warren, H. P., Ugarte-Urra, I., et al. 2007, *PASJ*, 59, S713
Mariska, J. T., Warren, H. P., Williams, D. R., & Watanabe, T. 2008, *The Astrophysical Journal*, 681, L41
Martens, P. C. H. & Kuin, N. P. M. 1983, *A&A*, 123, 216
Mikić, Z., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Winebarger, A. R. 2013, *ApJ*, 773, 94
Mok, Y., Mikić, Z., Lionello, R., Downs, C., & Linker, J. A. 2016, *ApJ*, 817, 15
Müller, D. A. N., De Groof, A., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2005, *A&A*, 436, 1067

Müller, D. a. N., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2003, *A&A*, 411, 605
Müller, D. a. N., Peter, H., & Hansteen, V. H. 2004, *A&A*, 424, 289
Mulu-Moore, F. M., Winebarger, A. R., Warren, H. P., & Aschwanden, M. J. 2011, *ApJ*, 733, 59
Pelouze, G., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. accepted 2019, *Sol. Phys.*
Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 3
Ugarte-Urra, I., Warren, H. P., & Brooks, D. H. 2009, *ApJ*, 695, 642
Ugarte-Urra, I., Winebarger, A. R., & Warren, H. P. 2006, *ApJ*, 643, 1245
Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2011, *ApJ*, 738, 24

- Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2012, *ApJ*, 753, 35
Warren, H. P., Winebarger, A. R., & Hamilton, P. S. 2002, *ApJ*, 579, L41
Winebarger, A. R. & Warren, H. P. 2005, *ApJ*, 626, 543
Winebarger, A. R., Warren, H. P., & Seaton, D. B. 2003, *ApJ*, 593, 1164
Xia, C., Chen, P. F., Keppens, R., & van Marle, A. J. 2011, *ApJ*, 737, 27
Young, P. R., Del Zanna, G., Mason, H. E., et al. 2007, *PASJ*, 59, S857
Young, P. R., O'Dwyer, B., & Mason, H. E. 2012, *ApJ*, 744, 14
Young, P. R., Watanabe, T., Hara, H., & Mariska, J. T. 2009, *A&A*, 495, 587

3.1.3 Largeur de raie et densité

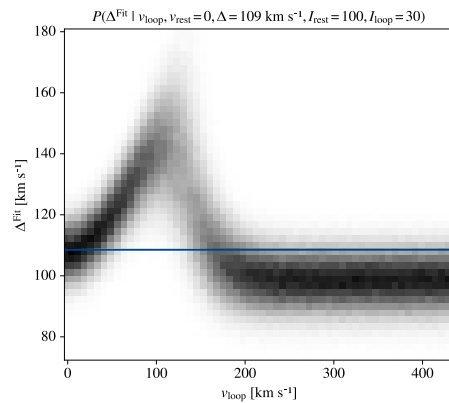
Je présente maintenant l'analyse de la largeur de raie du Fe XII à 195,119 Å pour les cas 1, 2 et 8 présentés dans l'article [Pelouze et al. \(2019b\)](#). Cette analyse complémentaire a été suggérée par le relecteur de notre article, en pointant que l'on pourrait observer un élargissement Doppler des raies au cours des cycles de TNE. En effet, certaines simulations 2D et 3D de formation de pluie coronale ([Fang et al., 2013, 2015](#); [Xia et al., 2017](#)) montrent la formation d'écoulements inverses (*counter-streaming flows*), qui remontent le long de boucles adjacentes à celles où se forme de la pluie coronale. Si de tels écoulements se produisent également à température coronale, ils pourraient résulter en un élargissement des raies au cours des cycles de TNE.

De plus, les écoulements à température coronale devraient résulter en un élargissement de la raie, même en l'absence d'écoulements inverses. En effet, une grande partie de l'émission intégrée le long de la ligne de visée provient de plasma au repos hors de la boucle. Les écoulements dans la boucle résultent donc en une déformation des profils spectraux, qui se traduit par un élargissement et un décalage des raies ajustées. Cependant, la largeur des raies mesurées par EIS est de l'ordre de 95 km s^{-1} ([Korendyke et al., 2006](#); [Brown et al., 2008](#)), et la précision des mesures de largeur de raie réalisées par EIS de 25 km s^{-1} ([Culhane et al., 2007](#)). Les simulations de Monte-Carlo que nous avons réalisées (voir l'annexe A de l'article [Pelouze et al., 2019b](#)) montrent qu'un écoulement de 30 km s^{-1} dans une boucle représentant 30 % de l'émission d'avant- et d'arrière-plan résulterait en un élargissement mesuré d'environ 5 km s^{-1} (voir [figure 3.1](#)), ce qui est inférieur à la précision de EIS.

Nous analysons la largeur de la raie mesurée lors de l'ajustement gaussien présenté dans l'article, qui a été réalisé avec la procédure SSW `eis_auto_fit.pro`. Les largeurs de raies mesurées sont corrigées de la largeur instrumentale, qui dépend de la position le long de la fente (voir [Young, 2011b](#), EIS Software Note 7). La largeur de la raie Fe XII 195,119 Å en fonction de la position le long de la boucle est donnée pour le cas 1 à la [figure 3.2](#), pour le cas 2 à la [figure 3.3](#) et pour le cas 8 à la [figure 3.4](#).

Pour le cas 1, trois des maximums d'intensité sont accompagnés de petites augmentations de la largeur de la raie, marquées par des flèches sur la [figure 3.2](#). Ces élargissements correspondent à trois des quatre écoulements présentés dans l'article, qui sont détectés

FIG. 3.1 Histogrammes montrant l'évolution de la largeur de la raie ajustée Δ^{Fit} en fonction de la vitesse de la boucle v_{loop} , pour la même simulation que celle présentée à la figure A.1 de l'article [Pelouze et al. \(2019b\)](#). Cette simulation correspond à l'ajustement d'une fonction gaussienne de largeur à mi-hauteur Δ^{Fit} sur des spectres synthétiques à deux composantes : une principale sans décalage spectral, et une 30 % moins intense avec un décalage spectral v_{loop} .



3.1 RECHERCHE D'ÉCOULEMENTS PÉRIODIQUES DANS LES ARCHIVES DES DONNÉES *Hinode*/EIS

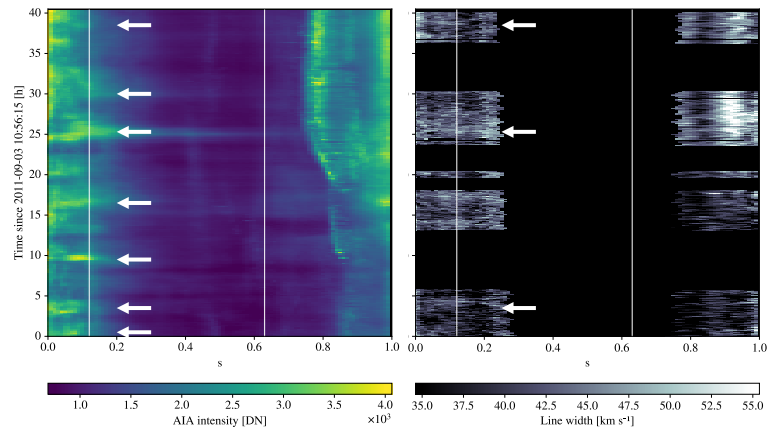


FIG. 3.2 Évolution de l'intensité (à gauche) et de la largeur (à droite) de la raie du Fe XII à 195,119 Å, en fonction du temps et de la position le long de la boucle pour le cas 1 de l'article [Pelouze et al. \(2019b\)](#). Cette figure complète la figure 3 de l'article.

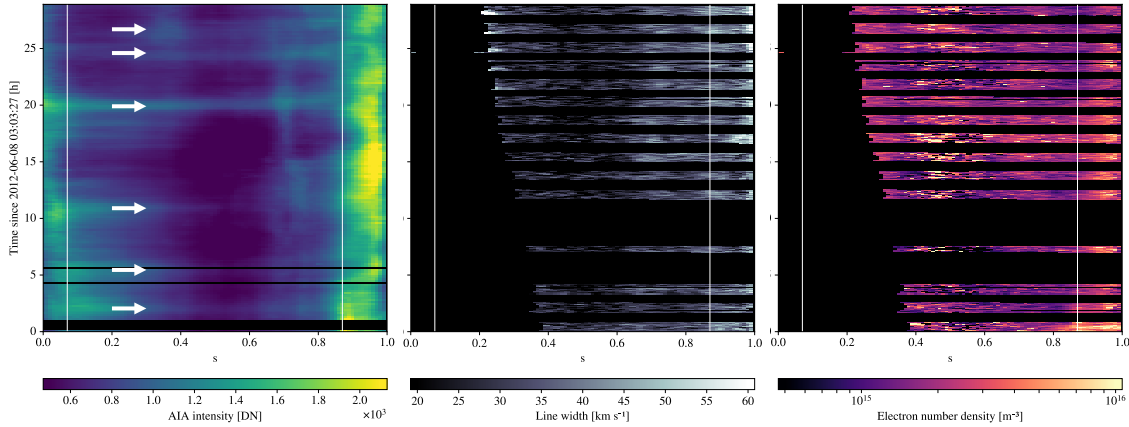


FIG. 3.3 Même figure que la [figure 3.2](#), mais pour le cas 2, montrant également l'évolution de la densité électronique (à droite). Cette figure complète la figure 9 de l'article.

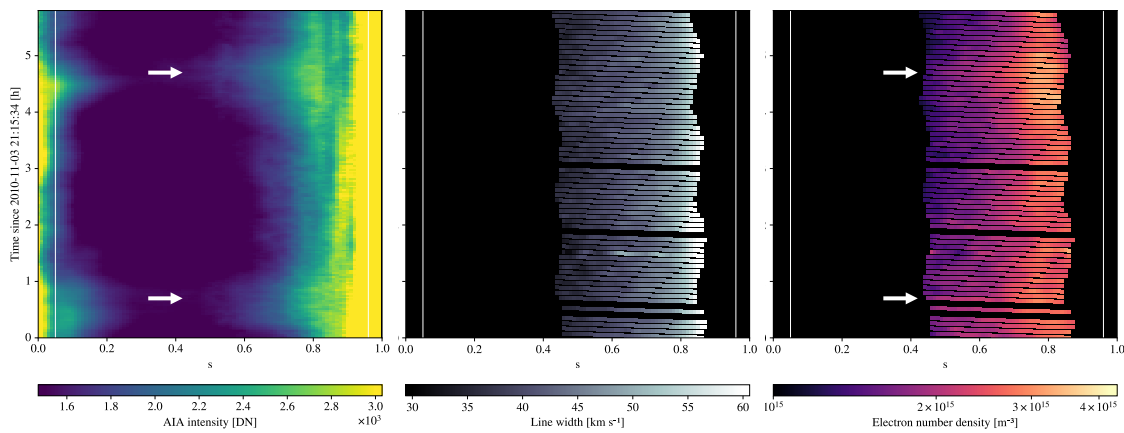


FIG. 3.4 Même figure que la [figure 3.3](#), mais pour le cas 8. Cette figure complète la figure 6 de l'article.

grâce au décalage Doppler de la raie. Le fait que ces élargissements aient lieu au même moment que les maximums d'intensité et que les écoulements les plus forts est un solide indice du fait qu'ils sont bien causés des écoulements dans la boucle observée. Dans les cas 2 (figure 3.3) et cas 8 (figure 3.4), les variations de la largeur de raie ne semblent pas corrélées aux pulsations.

Les variations de largeur de raie au cours des cycles de TNE semblent détectables dans le cas 1. Cependant, ces variations sont plus difficiles à détecter que le décalage Doppler de la raie, comme le montre le fait qu'aucune variation ne soit vue pour le cas 8, pour lequel on détecte pourtant des écoulements. Les élargissements détectés pour le cas 1 sont compatibles avec les écoulements détectés en vitesses Doppler. Ces mesures ne permettent cependant pas d'exclure la formation d'écoulements inverses, tels que produits dans les simulations de Fang et al. (2013, 2015) ; Xia et al. (2017).

Je présente également l'évolution de la densité électronique le long des boucles des cas 2 et 8. Dans le cas 2 (figure 3.3), le signal de densité est trop bruité pour permettre de retrouver les variations visibles dans les séries temporelles montrées à la figure 8 de l'article. Cela est probablement dû au fait que les séries temporelles sont construites en moyennant sur une zone spatiale bien plus étendue que les sections de boucles utilisées ici.

Pour le cas 8 (figure 3.4), on retrouve les variations de densité présentées à la figure 5 de l'article. Sur cette figure, le deuxième maximum de densité (4,7 h après le début des observations) semble se produire en même temps proche de l'apex et dans la jambe de la boucle. Cela est en contradiction avec les simulations, qui prédisent que les maximums de densité doivent se produire avant les maximums d'intensité à l'apex de la boucle, et en même temps que les maximums d'intensité près des pieds (voir la discussion dans l'article, § 5.2). Cependant, les données du cas 8 ne couvrent pas toute la longueur de la boucle, et l'apex de la boucle pourrait en réalité se trouver hors du champ de vue.

Avec le cas 8 (présenté ici) et le cas 2 (présenté à la figure 8 de l'article), nous avons trois augmentations de la densité associées à des maximums d'intensité. Deux de ces augmentations se produisent d'abord à l'apex puis dans la jambe de la boucle, tandis que la troisième se produit en même temps à l'apex et dans la jambe. Ainsi, les données dont nous disposons ne permettent pas d'apporter de conclusion définitive quant au décalage temporel entre la densité et l'intensité à différents endroits de la boucle.

3.2 CAMPAGNE D'OBSERVATION POUR DÉTECTER LES ÉCOULEMENTS PÉRIODIQUES

Les jeux de données trouvés dans les archives EIS présentés à la partie précédente (§ 3.1) ne remplissent jamais simultanément les critères de cadence, de durée d'observation et de rapport signal à bruit requis pour détecter correctement les écoulements périodiques attendus pour des cycles de TNE. Afin de résoudre ce problème, nous avons mis au point un programme d'observations coordonnées pour les spectrographes EIS et IRIS (*Interface Region Imaging Spectrograph* : De Pontieu et al., 2014), et obtenu du temps d'observation pour l'exécuter. Le but de ce programme est de faire le meilleur compromis entre cadence et rapport signal à bruit pour EIS, et d'étendre la gamme des températures observées avec

IRIS afin de détecter la pluie coronale qui peut se former lors des cycles de TNE. Je décris ici la mise au point de ce programme et la demande de temps d'observation (§ 3.2.1), le choix de la cible à observer (§ 3.2.2), et le résultat des observations réalisées en octobre 2018 (§ 3.2.3).

3.2.1 Préparation du programme d'observation

La demande d'observations coordonnées pour EIS et IRIS que nous avons soumise est constituée d'une justification scientifique (§ 3.2.1.1) accompagnée des paramètres d'observation demandés pour EIS (§ 3.2.1.2) et pour IRIS (§ 3.2.1.3). Cette demande d'observations a été acceptée et ajoutée à la liste des *Hinode Observation Plans* sous l'entrée **HOP 347**.

3.2.1.1 Justification scientifique

Je reproduis ici la justification scientifique accompagnant notre demande d'observation.

Main objective: To detect and characterise plasma downflows in loop footpoints that are associated with long-period intensity pulsations.

Long-period intensity pulsations have been recently detected in coronal loops with EUV images of both SoHO/EIT (Auchère et al., 2014) and SDO/AIA (Froment et al., 2015). They are observed with periods ranging from 3 to 16 h, and in loops at coronal temperatures, thus visible at EUV wavelengths. These pulsations have been interpreted as resulting from thermal non-equilibrium (TNE), thus providing a signature of a highly-stratified and quasi-constant heating at the loops footpoints (Froment et al., 2017; Auchère et al., 2016b). Recent observations have permitted the unification of this phenomenon with coronal rain (Auchère et al., 2018). Depending on the adequacy between the geometry of the loop and the characteristics of the heating, this can result in either complete (at chromospheric temperatures, i.e. those of coronal rain) or incomplete (> 1 MK) condensation and evaporation cycles, that are responsible for the observed intensity pulsations.

Various simulation studies indicate that TNE may occur in coronal loops where the heating is highly-stratified and quasi-constant. Using 1D hydrodynamic simulations, Froment et al. (2017) were able to reproduce the observed intensity, temperature, and density pulsations, with incomplete condensation for the active region studied in their previous paper. However, the simulations also predict periodic plasma upflows and downflows along the loops, with velocities up to 40 km/s. Detecting these velocities is thus necessary in order to confirm that the observed intensity pulsations are indeed due to TNE. In addition, spectral measurements would help refine the temperature and density diagnostics for such events.

In order to detect these pulsations, continuous observations of the same region during several periods are required. This translates to several days for periods around 10 h. First, we tried to find such datasets in the EIS archive. For 3181 pulsation events detected with SDO/AIA between 2010 and 2016

(see [Auchère et al., 2014](#) for the detection method and [Froment, 2016](#) for the events), we systematically searched for sets of EIS rasters such that:

- the FOV of all rasters intersected with the AIA event;
- the set covered more than 3 pulsation periods;
- the gaps between the rasters weren't too long nor too frequent;
- the FOV of the rasters was greater than 55 arcsec;
- all rasters had the same study numbers.

After filtering out events with too faint pulsations, we obtained 8 datasets². However, none was perfect, because they still contained lots of gaps, had short exposure times, or lacked lines essential for density diagnostics. From these datasets, we could identify variations in density, but the expected pulsations in velocity could not be detected. We thus need better datasets, mainly with less data gaps and better signal to noise ratio.

Hence the present HOP proposal. This study aims at tracking an active region during most of its lifetime, from the east limb to the west limb. Such observations will allow us to characterise the long term variations of the plasma velocity, temperature and density in the loops. Given that these events appear to be common in active regions ([Auchère et al., 2014](#)), it is highly probable to observe pulsations in any active region.

3.2.1.2 Paramètres d'observation pour EIS

Je présente maintenant le programme d'observation que nous avons mis au point pour détecter les écoulements attendus pour les cycles de TNE. Les périodes des pulsations d'intensité EUV détectées par ([Auchère et al., 2014](#)) et ([Froment, 2016](#)) sont comprises entre 2 h et 16 h. La durée et la cadence des observations sont choisies pour détecter ce type de périodes. Les paramètres du programme d'observation pour EIS sont les suivants :

- observation continue de la même région active pendant au moins 2 jours centrés sur son passage au centre du disque, afin d'obtenir une série temporelle contenant plusieurs périodes (dans le pire des cas, pour des périodes de 16 h, on aura 3 périodes dans la série temporelle);
- une cadence de 40 minutes, pour avoir plusieurs rasters par période (dans le pire des cas, cela correspond à 3 points par période pour une période de 2 h, sachant que l'on détecte moins de pulsations d'intensité de courte période);
- un grand champ de vue de $304'' \times 512''$, qui peut englober toute une région active, ce qui permet de maximiser les chances d'observer les pulsations;
- un temps d'exposition de 30 s avec la fente de $2''$ pour avoir un bon rapport signal à bruit (meilleur dans la majorité des jeux de données présentés dans l'article);

2. Après avoir soumis la demande d'observations, nous avons relâché la contrainte que tous les rasters d'un jeu de données doivent utiliser le même programme d'observation EIS. Cela a permis de trouver 3 jeux de données supplémentaires et d'avoir les 11 jeux de données présentés dans l'article [Pelouze et al. \(2019b\)](#).

- un pas de 4'' entre chaque position de la fente, ce qui signifie que l'on sacrifie de la résolution spatiale dans la direction de balayage pour avoir plus de cadence et de signal ;
- enfin, on utilise la liste de raies données à la [table 3.1](#), qui permet de couvrir la gamme de températures entre $10^{4,90}$ K et $10^{6,35}$ K, ainsi que d'effectuer des diagnostics de densité avec deux rapports de raies du Fe XII et du Fe XIV.

L'ensemble de ces paramètres d'observation sont implémentés dans la [EIS study 571](#), que j'ai mise au point avec l'aide de l'équipe EIS.

TAB. 3.1 Liste des raies de la [EIS study 571](#), utilisée pour notre programme d'observation ([HOP 347](#)).

Ion	Longueur d'onde [Å]	log(T[K])
He II	256,32	4,90
O V	248,46	5,40
Fe VIII	185,21	5,60
Fe X	184,54	6,05
Fe XI	182,17	6,15
Fe XII	186,88	6,20
Fe XII	195,12	6,20
Fe XIII	202,04	6,25
Fe XIV	264,78	6,30
Fe XIV	274,20	6,30
Fe XV	284,16	6,35

3.2.1.3 Paramètres d'observation pour IRIS

Nous avons également demandé des observations complémentaires avec l'instrument IRIS. IRIS est un spectromètre-imageur dans l'ultraviolet proche (canal NUV : 2783–2835 Å) et lointain (canaux FUV 1 : 1331–1358 Å et FUV 2 : 1389–1407 Å), qui permet d'observer la région de transition ainsi que quelques raies coronales, avec une résolution spatiale de 0,4'' et une résolution spectrale $\lambda/\Delta\lambda \approx 50\,000$, qui sont meilleures que celles de EIS. Par ailleurs, IRIS intègre un imageur contextuel (le *slit-jaw imager*), qui permet de réaliser des images dans quatre bandes dont la réponse en température est maximale entre $10^{4,5}$ K et $10^{4,9}$ K ([De Pontieu et al., 2014](#)).

Les données complémentaires d'IRIS permettent d'observer des raies formées à des températures plus basses que celles vues par EIS, et de détecter les écoulements de pluie coronale qui peuvent être associés aux cycles de TNE. La gamme spectrale d'IRIS contient également une raie peu intense du Fe XII à 1349 Å, que nous souhaitions utiliser pour mesurer la vitesse des écoulements à température coronale, mais celle-ci s'est avérée trop faible.

Nous avons demandé les paramètres d'observation suivants pour IRIS (qui correspondent au mode d'observation OBS-ID 3630173662) :

- l'acquisition de rasters avec un champ de vue de $126'' \times 175''$, un pas de $2''$ entre chaque position de fente et un temps d'exposition de 31,6 s, ce qui donne une cadence d'un raster toute les 33,7 minutes ;
- à chaque position de fente, on acquiert également une image de contexte dans la bande à 1400 Å du *slit-jaw imager* (dominée par les raies du Si IV à 1394 Å et 1403 Å, formées à une température de $10^{4,9}$ K) ;
- les spectres sont binnés $\times 4$ spatialement le long de la fente, et $\times 2$ spectralement dans les gammes FUV, ce qui résulte en un échantillonnage spatial de $1,6'' \text{ px}^{-1}$, et spectral d'environ 26 mÅ px^{-1} ;
- on utilise la liste de raies de taille moyenne (*medium linelist*, voir [De Pontieu, 2015](#)), qui permet d'enregistrer la plupart des raies observables par IRIS (dont la raie Fe XII 1349 Å), tout en gardant un débit de données raisonnable ($0,3 \text{ Mbit s}^{-1}$).

Ce programme est répété pendant toute la durée des observations de EIS.

3.2.2 Choix de la cible

On utilise plusieurs critères pour choisir quelle région active observer. En premier lieu, on favorise l'observation des régions actives lorsqu'elles sont proches du méridien central. Cela permet de minimiser les effets de projection (pour une géométrie de boucle arbitraire, les jambes de la boucle seront plus susceptibles d'être alignées avec la ligne de visée), ainsi que de l'intégration le long de la ligne de visée (l'épaisseur de plasma traversée sera plus faible que près du limbe).

Dans le cas où on a le choix entre plusieurs régions actives (*i.e.* s'il y en a plusieurs sur le disque au moment où notre programme d'observation est planifié), on cherche à déterminer laquelle contient des pulsations d'intensité. Pour ce faire, j'utilise le code de détection développé par [Auchère et al. \(2014\)](#) et [Froment et al. \(2015\)](#) (voir § 1.3.3.2), que j'ai adapté pour utiliser des données AIA quasi-temps-réel.

3.2.2.1 Détection de pulsations avec des données SDO/AIA quasi-temps-réel

Pour détecter des pulsations d'intensité de longues périodes, [Froment et al. \(2015\)](#) ont utilisé les données AIA de niveau 1, disponibles dans la base de données MEDOC³, avec une cadence de 1 minute et une résolution de $4096 \times 4096 \text{ px}$. Cependant, ces données sont reçues avec un délai d'environ 5 jours après leur acquisition, durée pendant laquelle une région active aura parcouru quasiment la moitié du disque.

Afin de pouvoir détecter des pulsations dans un délai plus court, j'ai adapté le code de détection pour utiliser la série de données AIA niveau 1.5 *near real time* (NRT), disponible au JSOC⁴ avec un délai de seulement 15 à 20 minutes après leur acquisition, une cadence

3. <http://medoc.ias.u-psud.fr>

4. <http://jsoc.stanford.edu/data/aia/synoptic/nrt/>

de 3 minutes et une résolution de 1024×1024 px. J'ai désactivé le binning $\times 4$ qui était appliqué aux données AIA 4096×4096 , ce qui revient à conserver le même échantillonnage que dans le code original. Outre l'utilisation de cette nouvelle source de données, le comportement du code est inchangé.

3.2.2.2 Observations d'octobre 2018

Notre programme d'observation a été planifié pour octobre 2018, à un moment où l'activité solaire était très basse et où il y avait donc peu de régions actives. La seule région présente sur le disque au moment des observations était la NOAA 12725, que nous avons observée entre le 21 octobre 2018 à 00:14 UT et le 22 octobre à 20:51 UT, alors qu'elle se trouvait entre $+40^\circ$ et $+65^\circ$ de longitude Stonyhurst.

3.2.3 Résultats et futures observations

La région active observée en octobre 2018 contient des pulsations détectées dans la bande à 171 \AA de AIA durant la séquence d'observations EIS et IRIS, du 21 octobre 2018 à 00:14 UT au 22 octobre à 20:51 UT. La région dans laquelle sont détectées ces pulsations, ainsi que la série temporelle et le spectre de puissance associés sont montrés à la [figure 3.5](#). La vidéo [vidéo 3.1](#) montre l'évolution temporelle associée.

Les pulsations détectées ont une fréquence de $43,4 \mu\text{Hz}$ (soit une période de 6,4 h) et une puissance maximale de $19,8\sigma$. La probabilité qu'au moins un bin du spectre de puissance soit supérieur à $m\sigma(v)$ par hasard est $P(m) = 1 - (1 - e^{-m})^{N/2}$, où N est le nombre de points dans la série temporelle ([Scargle, 1982](#); [Gabriel et al., 2002](#); [Auchère et al., 2016a](#)). La série analysée contient $N = 204$ points, donc la probabilité que le pic détecté soit dû au hasard est de $2,6 \cdot 10^{-7}$.

Cependant, ces pulsations ne semblent pas se produire dans des boucles, mais plutôt dans une zone étendue en bordure de la région active. Même si les pulsations d'intensité EUV de longue période détectées dans les boucles sont bien expliquées par les cycles de TNE, l'origine des pulsations détectées hors des boucles est plus floue. Les pulsations détectées ici ne sont donc pas nécessairement causées par des cycles d'évaporation et de condensation, et on ne s'attend pas à détecter d'écoulements périodiques.

On traite les données EIS de la manière décrite dans l'article [Pelouze et al. \(2019b\)](#). La [figure 3.6](#) montre les cartes d'intensité et de vitesses de la raie du Fe XII à $195,119 \text{ \AA}$, pour le premier raster des observations EIS. La région dans laquelle sont détectées les pulsations dans la bande à 171 \AA de AIA est également représentée sur cette figure. Même si les pulsations ne se produisent pas dans des boucles, on trace quand même un chemin contenant cette région, le long duquel nous allons représenter l'évolution de l'intensité et de la vitesse afin d'estimer la qualité du programme d'observation.

La [figure 3.7](#) montre l'évolution de l'intensité dans la bande à 193 \AA de AIA, de l'intensité dans la raie Fe XII $195,119 \text{ \AA}$, et de la vitesse Doppler de cette même raie le long du chemin tracé à la [figure 3.6](#). Cette représentation montre que le jeu de données que nous avons acquis est meilleur que ceux trouvés dans les archives de EIS (§ 3.1, figures 3, 6 et 9 de

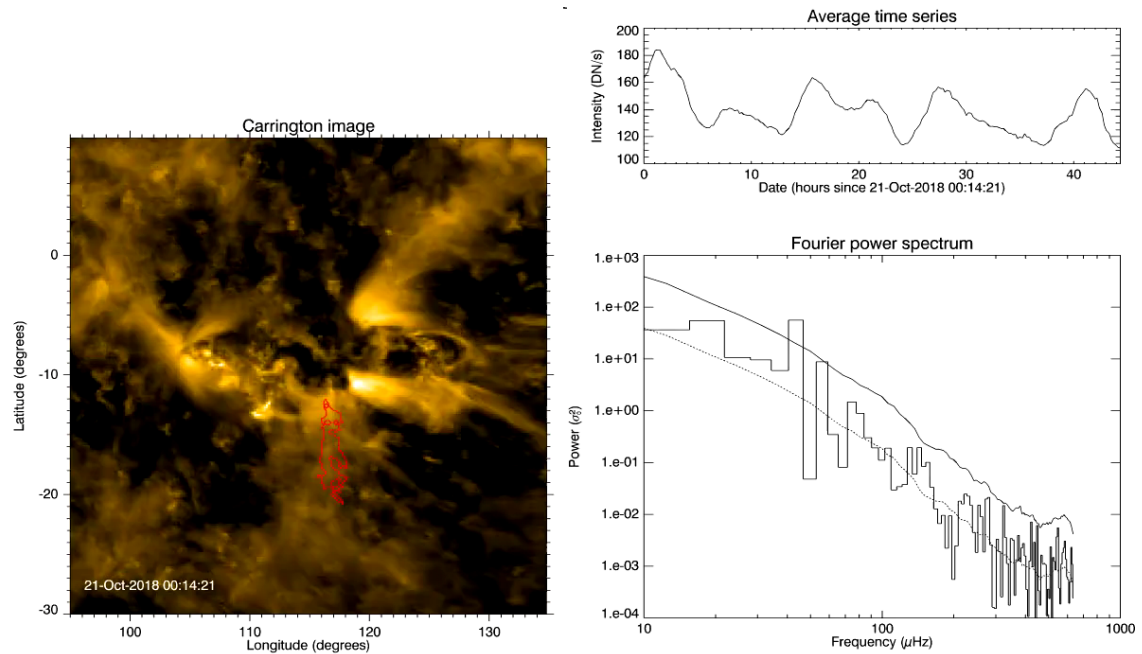


FIG. 3.5 Détection de pulsations dans la bande à 171 Å de AIA, dans la région active observée par EIS entre le 21 octobre 2018 à 00:14 UT et le 22 octobre à 20:51 UT. La région active observée et le contour de détection des pulsations sont montrés à gauche. La série temporelle de l'intensité intégrée dans le contour de détection est montrée en haut à droite. Le spectre de puissance de cette série temporelle, sa modélisation (ligne pointillée) et le seuil de détection à 10σ (ligne continue) sont montrés en bas à droite. Les pulsations détectées ont une période de 6,4 h et une puissance maximale de 19.8σ . Ces pulsations ne semblent pas se produire dans des boucles.

VID. 3.1 Évolution temporelle du champ de vue. ([Accès aux vidéos.](#))

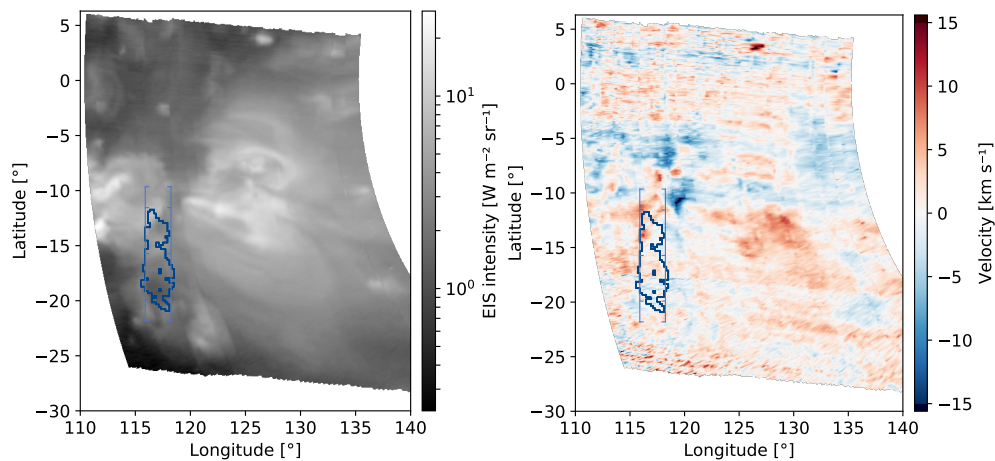


FIG. 3.6 Cartes d'intensité (à gauche) et de vitesse Doppler (à droite) de la raie Fe XII 195,119 Å pour le premier raster de la séquence d'observations de EIS, enregistré le 21 octobre 2018 à 00:14 UT. Les cartes sont projetées en coordonnées Carrington. Le contour bleu foncé (—) délimite la région dans laquelle sont détectées les pulsations dans la bande à 171 Å de AIA (voir figure 3.5). Le chemin bleu clair (—) est tracé manuellement pour inclure le contour de détection.

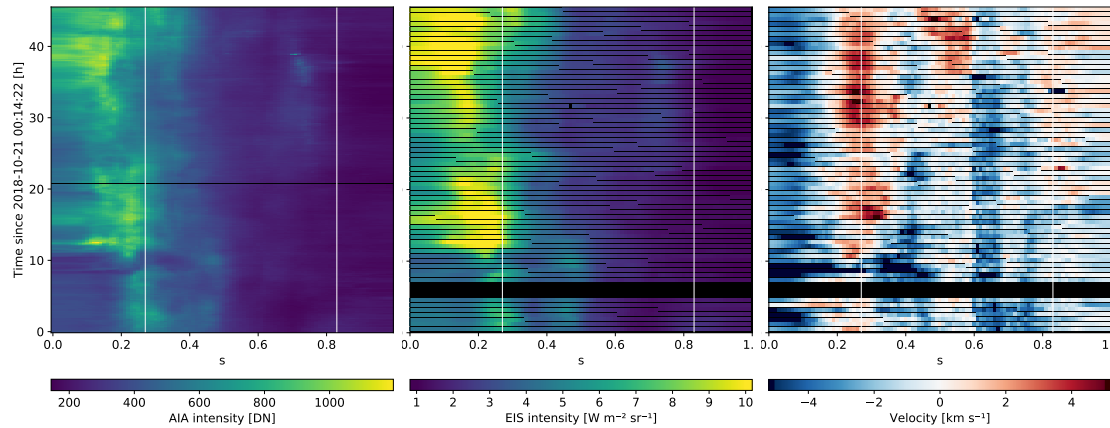


FIG. 3.7 Évolution de l'intensité dans la bande à 193 Å de AIA (à gauche), de l'intensité dans la raie Fe XII 195,119 Å observée par EIS (au centre) et vitesse Doppler dans cette même raie (à droite), le long du chemin tracé à la figure 3.6.

l'article Pelouze et al., 2019b) en termes de cadence temporelle, de couverture spatiale et de rapport signal à bruit. Je n'ai pas analysé les données d'IRIS par manque de temps.

Nous n'avons pas détecté de pulsations d'intensité dans les boucles de la région active observée en octobre 2018, et n'avons par conséquent pas pu détecter les écoulements recherchés. Cependant, les données acquises nous ont permis de vérifier que le programme d'observation mis au point pour EIS est adapté à la détection de ces écoulements. Nous avons soumis une demande pour observer une nouvelle région active avec ce même programme, qui a été acceptée. Ces observations seront réalisées en septembre 2019, après la saison des éclipses de EIS.

3.3 CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, j'ai présenté la recherche d'écoulements de plasma à température coronale associés à des cycles de non-équilibre thermique, qui sont prédits par les simulations hydrodynamiques 1D de Mikić et al. (2013) et de Froment et al. (2017, 2018). Nous avons adopté deux approches différentes pour rechercher ces écoulements : analyser des jeux de données correspondant à l'observation d'événements de pulsations d'intensité connus, trouvés dans l'archive de données de EIS, et réaliser de nouvelles observations.

Nous avons pu trouver des jeux de données EIS pour 11 cas de pulsations d'intensité détectées avec AIA. Deux de ces jeux de données nous ont permis de détecter des écoulements de plasma qui se produisent au même moment que les maximums des pulsations d'intensité. De plus, nous détectons une augmentation de la densité et un faible élargissement des raies observées au cours de certains cycles. Les écoulements détectés, et dans une moindre mesure les variations de densité et de largeur de raie, confirment l'interprétation que les pulsations d'intensité de longue période sont causées par des cycles de TNE. Les vitesses mesurées sont néanmoins à la limite des capacités instrumentales de EIS, et on ne mesure de tels écoulements que pour une fraction des événements étudiés. La première raison pour laquelle ces écoulements sont difficiles à mesurer est que les

boucles sont partiellement noyées dans l'émission d'avant- et d'arrière-plan, provenant de plasma qui est au repos. La seconde raison est que les jeux de données EIS analysés n'ont pas la cadence et le rapport signal à bruit optimaux pour détecter les écoulements attendus.

Afin de dépasser cette limite instrumentale, nous avons mis au point un programme d'observation pour les spectrographes EIS et IRIS, en faisant le meilleur compromis de cadence et de rapport signal à bruit pour permettre de détecter les pulsations recherchées. Nous avons obtenu du temps pour exécuter ce programme, ce qui nous a permis de suivre une région active pendant 48 h en octobre 2018. La région active observée ne contenait pas de pulsations d'intensité se produisant dans des boucles, mais ces observations nous ont tout de même permis de valider le choix des paramètres d'observation. Nous avons soumis une demande d'observations pour observer une seconde région active, qui a été acceptée.

Les écoulements de plasma à température coronale détectés dans certains jeux de données EIS nous permettent de confirmer l'interprétation que les pulsations d'intensité de longue période détectées dans les boucles coronales sont bien causées par des cycles de non-équilibre thermique. Au cours de ces cycles, le plasma chauffé aux pieds des boucles monte vers le sommet, avant de s'y condenser et de retomber en direction de l'un des pieds. En plus de ces écoulements, les simulations prédisent que certains cycles forment des condensations complètes, qui refroidissent jusqu'à des températures chromosphériques. De telles condensations se traduisent par des averses de pluie coronale périodique, dont la détection et la simulation sont présentées au [chapitre 4](#).

DÉTECTION ET SIMULATION DE PLUIE CORONALE PÉRIODIQUE

4.1	La mousson coronale : détection de pluie coronale périodique	76
4.1.1	Détection de pulsations d'intensité au limbe	76
4.1.2	La mousson coronale : détection de pluie coronale périodique	77
4.2	Détermination de la structure géométrique et magnétique de la boucle	78
4.2.1	Reconstruction de la géométrie à partir de données <i>SDO/AIA</i> et <i>STEREO/SECCHI/EUVI</i>	78
4.2.2	Extrapolation magnétique	81
4.2.3	Correspondance entre la reconstruction géométrique, l'extrapolation magnétique et les observations	84
4.3	Modélisation du TNE dans la boucle du <i>rain bow</i>	85
4.3.1	Code de simulation et hypothèses	86
4.3.1.1	Équations	86
4.3.1.2	Initialisation et conditions aux limites	88
4.3.2	Paramètres pouvant influencer la réponse de la boucle	89
4.3.2.1	Géométrie et facteur d'expansion du champ magnétique	90
4.3.2.2	Présence du creux en haut de la boucle	90
4.3.2.3	Distribution spatiale du chauffage	91
4.3.2.4	Paramètres non explorés	92
4.3.3	Exploration de l'espace des paramètres	93
4.3.3.1	Mise en place technique	93
4.3.3.2	Réduction des données	93
4.3.4	Résultats des études paramétriques	94
4.3.4.1	Géométrie stéréoscopique	94
4.3.4.2	Lignes de champ extrapolées	101
4.3.5	Vérifications et discussion	102
4.3.5.1	Densité de la chromosphère	102
4.3.5.2	Gestion de la région de transition	103
4.3.5.3	Valeur de β dans les simulations	105
4.3.6	Quels sont les paramètres permettant de reproduire au mieux les observations ?	105
4.4	Conclusions	106

Dans ce chapitre, je m'intéresse à la détection et à la simulation de pluie coronale périodique. Ce phénomène a été prédit par de nombreux travaux de simulation de non-équilibre thermique (TNE ; [Kuin & Martens, 1982](#) ; [Martens & Kuin, 1983](#) ; [Karpen et al., 2001](#) ; [Müller et al., 2003, 2004, 2005](#) ; [Karpen et al., 2005](#) ; [Antolin et al., 2010](#) ; [Xia et al., 2011](#) ; [Mikić et al., 2013](#) ; [Mok et al., 2016](#) ; [Froment et al., 2018](#)), mais n'avait jusqu'à maintenant jamais été observé.

Les pulsations de longue période dans l'émission EUV des boucles coronales causées par le TNE peuvent être détectées automatiquement dans l'espace de Fourier. De plus, [Auchère et al. \(2014\)](#) et [Froment \(2016\)](#) ont montré que de telles pulsations sont très

courantes, avec en moyenne un événement détecté pour chaque région active observée. Cependant, il est plus difficile de déterminer si ces cycles sont associés à des condensations complètes ou incomplètes, car cela nécessite de détecter directement des écoulements de pluie coronale (*i.e.* des condensations complètes) périodique associés aux pulsations. La pluie coronale est toutefois difficile à détecter automatiquement, en particulier sur le disque¹ où ont été détectés tous les cas de pulsations rapportés par [Auchère et al. \(2014\)](#) et [Froment \(2016\)](#). La pluie coronale est plus facile à observer au-dessus du bord solaire, où elle est notamment visible dans la bande à 304 Å des imageurs EUV, qui est dominée par l'émission de la raie à 303,78 Å de He II, formée vers 0,09 MK.

Nous avons donc cherché à détecter des pulsations d'intensité au limbe, ce qui a permis de détecter plusieurs cas de pluie coronale périodique. Nous décrivons en détail par la suite un de ces événements (§ 4.1). Nous avons ensuite reconstruit la structure géométrique et magnétique de cet événement à l'aide d'observations stéréoscopiques en EUV et d'extrapolations magnétiques (§ 4.2). À partir de cette géométrie, j'ai modélisé l'évolution du plasma dans la boucle afin de comprendre quels paramètres de chauffage permettent de reproduire les condensations observées (§ 4.3). Enfin, je conclus sur les conditions à l'origine de la pluie coronale périodique observée (§ 4.4).

4.1 LA MOUSSON CORONALE : DÉTECTION DE PLUIE CORONALE PÉRIODIQUE

4.1.1 *Détection de pulsations d'intensité au limbe*

La méthode mise au point par [Auchère et al. \(2014\)](#) et [Froment et al. \(2015\)](#) permet de détecter des pulsations d'intensité de longue période dans les images EUV de l'imageur SDO/AIA ([Lemen et al., 2012](#) ; [Pesnell et al., 2012](#)). Cette méthode (présentée dans le chapitre d'introduction, § 1.3) utilise des séquences d'images d'une durée de 6 jours avec une cadence de 13 minutes. Afin de pouvoir suivre une même région pendant toute la séquence, on transforme les images en coordonnées Carrington et on corrige la rotation différentielle. On calcule ensuite la transformée de Fourier de la série temporelle pour chaque pixel, que l'on utilise pour détecter des pulsations.

Cependant, le suivi utilisé sur le disque ne peut pas être appliqué au limbe. En effet, il est impossible de suivre les structures au-dessus du bord solaire, qui de plus sont sujettes à une plus grande confusion de ligne de visée que sur le disque. Afin de minimiser le déplacement apparent des structures lors de leur passage dans le plan du ciel, on limite la durée des séries temporelles à 2,5 jours. On applique ensuite la même méthode que sur le disque pour détecter des pulsations.

1. La première détection de pluie coronale sur le disque a été réalisée par [Antolin et al., 2012](#) avec des données en H α du *CRisp Imaging SpectroPolarimeter* (CRISP, [Scharmer et al., 2008](#)) derrière le *Swedish 1-m Solar Telescope* (SST, [Scharmer et al., 2003](#)).

4.1.2 *La mousson coronale : détection de pluie coronale périodique*

L'article [Auchère et al. \(2018\)](#), reproduit en [annexe A](#), présente la détection de pluie coronale périodique, la mousson coronale, qui confirme le comportement obtenu dans les simulations de cycles de condensation complètes et d'évaporation (e.g. [Antolin et al., 2010](#) ; [Mikić et al., 2013](#) ; [Froment et al., 2018](#)). Voici un résumé des résultats principaux de l'article :

- Le “*rain bow*” est un événement détecté dans la bande à 171 Å de SDO/AIA entre le 23 juillet 2012 à 00:00 UT et le 25 juillet à 12:00 UT, dans des boucles trans-équatoriales observées au limbe est (voir figure 1 de l'article pour le champ de vue). La période des pulsations détectées est de 6,7 heures, et la probabilité que le pic détecté dans le spectre de puissance soit dû au hasard est de $1,4 \cdot 10^{-10}$. Ces pulsations sont également détectées dans trois autres bandes coronales, à 94, 131, et 335 Å, avec des niveaux de confiance supérieurs à 91 % (voir figure 4 de l'article). Cependant, elles ne sont pas visibles dans les bandes à 211 et 193 Å, car elles sont noyées par l'émission d'avant- et d'arrière-plan.
- Les pulsations détectées dans les bandes coronales sont en tout point semblables à celles détectées sur le disque, avec la même gamme de période et d'amplitude, et les mêmes décalages temporels entre les bandes.
- La nouveauté de cet événement consiste en la détection de pulsations dans la bande chromosphérique à 304 Å, dont la réponse en température est maximale vers 0,09 MK. Ces pulsations sont dues à des écoulements périodiques de pluie coronale, visibles dans le film montrant l'évolution temporelle de l'intensité (voir figure 6 de l'article et l'animation associée).
- Le phasage de l'intensité dans les différentes bandes coronales (estimé par la méthode des *time lags*, ou décalages temporels, de [Viall & Klimchuk, 2012](#)) indique que le plasma est principalement observé dans sa phase de refroidissement, ce qui est cohérent avec des observations de boucles (par exemple [Viall & Klimchuk, 2012, 2015, 2017](#); [Froment et al., 2015](#)) et comme c'est généralement le cas dans la couronne. Les *time lags* entre les bandes coronales indiquent en outre que la température du plasma descend bien en dessous de 0,9 MK. Ce refroidissement, combiné à la détection des pulsations, indique que les condensations périodiques observées sont bien dues à du TNE.
- La pluie coronale périodique détectée confirme les prédictions des simulations de TNE dans lesquelles se produisent des cycles de condensation complète et d'évaporation (e.g. [Antolin et al., 2010](#); [Mikić et al., 2013](#); [Froment et al., 2018](#)).

Ces observations permettent d'unifier le phénomène relativement nouveau de pulsations d'intensité observées dans EIT et AIA avec le phénomène déjà bien documenté de pluie coronale. La pluie coronale correspond à la phase la plus froide des cycles.

Ma contribution à cet article a été de participer aux discussions et de rechercher des données EIS correspondant à l'observation du *rain bow*.

4.2 DÉTERMINATION DE LA STRUCTURE GÉOMÉTRIQUE ET MAGNÉTIQUE DE LA BOUCLE

Je présente maintenant la détermination de la structure géométrique et magnétique de la boucle du *rain bow* présenté dans l'article [Auchère et al. \(2018\)](#). La connaissance de cette structure nous permettra de modéliser l'évolution du plasma dans la boucle (§ 4.3).

L'événement est observé au limbe par l'imageur AIA à bord de l'observatoire *SDO* (en orbite autour de la Terre). Nous ne disposons pas de magnétogrammes suffisamment proches en temps pour reconstruire de manière fiable la structure de la boucle par extrapolation magnétique. En effet, les magnétogrammes les plus proches ont été réalisés soit à la rotation précédente (approximativement trois quarts de rotation solaire, soit 19 jours, avant l'observation du *rain bow*), soit une fois que la structure arrive vers le centre du disque vu depuis *SDO* (environ 6 jours après). Cependant, l'événement est également observé sur le disque par l'imageur EUV SECCHI/EUVI ([Wuelser et al., 2004](#); [Howard et al., 2008](#)), à bord de la sonde *STEREO B* ([Driesman et al., 2008](#)). Nous avons donc combiné deux approches pour déterminer la structure de la boucle :

- la structure géométrique est déterminée par stéréoscopie avec les données des imageurs *SDO/AIA* et *STEREO/SECCHI/EUVI* (§ 4.2.1) ;
- une approximation du facteur d'expansion du champ magnétique est déterminée par extrapolation à partir de magnétogrammes de *SDO/HMI* ([Scherrer et al., 2012](#)), réalisés avant et après l'observation de l'événement (§ 4.2.2).

4.2.1 Reconstruction de la géométrie à partir de données *SDO/AIA* et *STEREO/SECCHI/EUVI*

Je commence par présenter la reconstruction de la géométrie du *rain bow* à partir des données des imageurs *SDO/AIA* et *STEREO/SECCHI/EUVI*, qui a été réalisée en collaboration avec Élie Soubrié et Alfred Voyeux.

L'événement est observé au limbe dans les données de AIA pendant 2,5 jours à partir du 23 juillet 2012 à 00:00 UT. Durant cette période, la sonde *STEREO B* a une séparation de 115° avec la Terre et observe l'événement sur le disque. L'événement n'est pas visible depuis *STEREO A*. La position des sondes *STEREO* est montrée à la [figure 4.1](#).

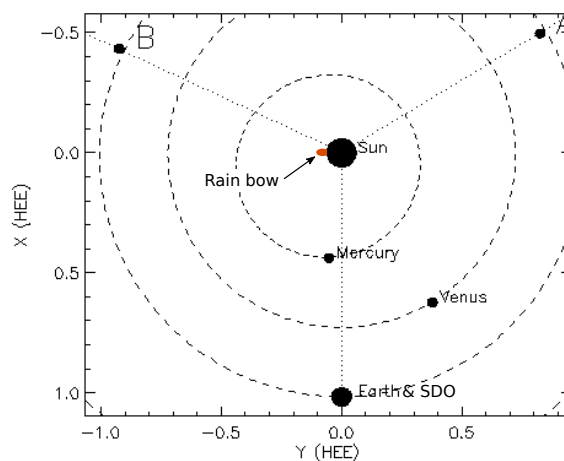


FIG. 4.1 Position des sondes *STEREO* dans le système solaire pendant l'observation du *rain bow*, le 23 juillet 2012 à 07:09 UT. L'événement est visible au limbe dans les données *SDO/AIA* (au niveau de la Terre), et sur le disque depuis *STEREO B*.

4.2 DÉTERMINATION DE LA STRUCTURE GÉOMÉTRIQUE ET MAGNÉTIQUE DE LA BOUCLE

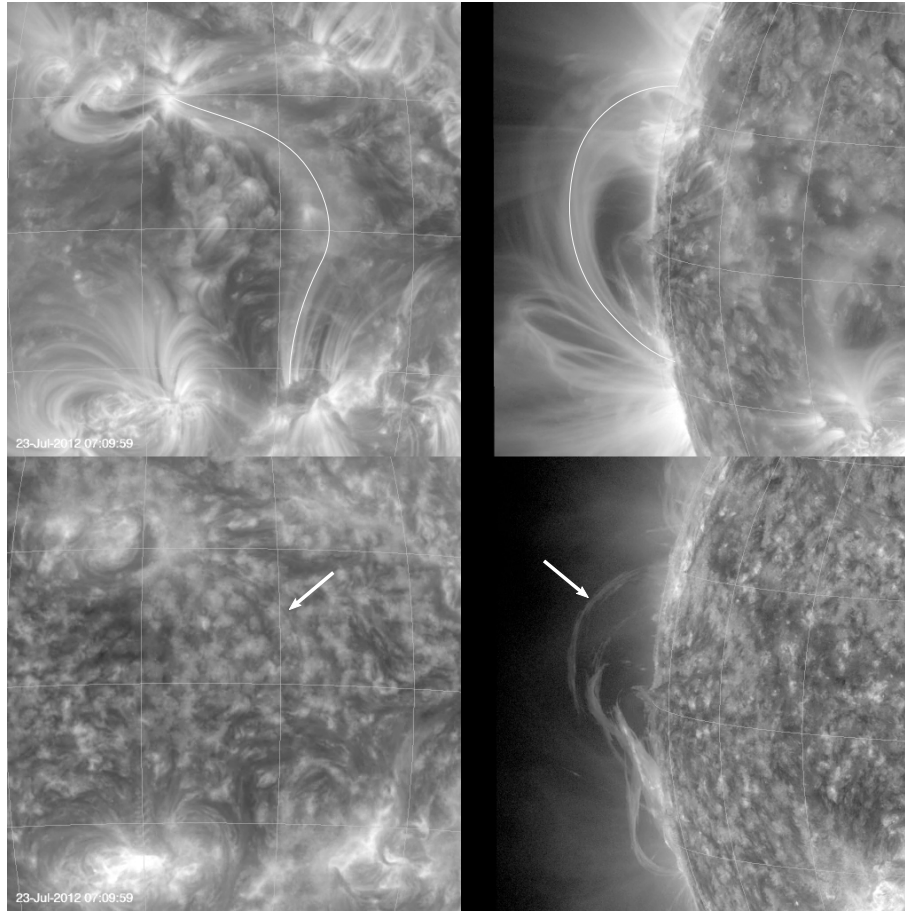


FIG. 4.2 Observation du *rain bow* depuis *STEREO B/SECCHI/EUVI* (à gauche) et *SDO/AIA* (à droite), dans les bandes à 171 Å (en haut) et à 304 Å (en bas), le 23 juillet 2012 à 07:09 UT. La ligne blanche trace la position approximative de la boucle observée à 171 Å, et la flèche blanche indique un écoulement de pluie coronale visible à 304 Å.

VID. 4.2 Évolution temporelle du *rain bow* entre le 23 juillet 2012 à 00:00 UT et le 25 juillet à 10:39 UT, observé par *STEREO B/SECCHI/EUVI* et *SDO/AIA* dans les bandes à 171 Å et 304 Å. ([Accès aux vidéos.](#))

On dispose d'observations de l'imager EUVI dans la bande à 171 Å (dont la réponse en température est maximale vers 0,9 MK) avec une cadence de 120 minutes, et dans la bande à 304 Å (réponse maximale vers 0,09 MK) avec une cadence de 10 minutes. On dispose également d'observations AIA dans les mêmes bandes avec une cadence de 12 s. Ces observations sont montrées à la [figure 4.2](#) et dans la [vidéo 4.2](#). Sur cette figure, la colonne de gauche contient les observations *STEREO*, et la colonne de droite les observations *SDO*. La ligne supérieure contient les données à 171 Å, avec un tracé approximatif de la boucle du *rain bow*, réalisé à la main. Les données à 304 Å sont montrées en dessous, à un moment du cycle où des condensations sont visibles. Une flèche blanche pointe la pluie coronale, qui est facilement identifiable au limbe, mais plus difficile à voir sur le disque, où elle prend l'apparence de fines traînées sombres.

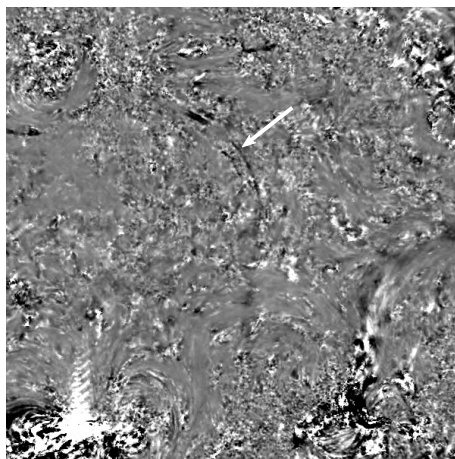


FIG. 4.3 Émission à 304 Å du *rain bow* divisée par une estimation de l'arrière-plan, observé sur le disque par *STEREO B* au même instant que les images montrées à la [figure 4.2](#). Cette représentation permet de mieux visualiser la pluie coronale.

VID. 4.3 Évolution temporelle associée. ([Accès aux vidéos.](#))

Afin de mieux voir les écoulements sur le disque, on divise l'intensité de chaque image *STEREO* à 304 Å par la moyenne des 20 images précédentes et des 20 images suivantes. Cela revient à calculer l'émission relative par rapport à une estimation de l'arrière-plan, et a pour effet d'augmenter le contraste de la pluie coronale. Le résultat est montré à la [figure 4.3](#) et dans la [vidéo 4.3](#). On utilise ensuite cette vue pour tracer manuellement les régions de l'image où l'on observe de la pluie coronale.

Au limbe, la pluie coronale est facilement identifiable, et on peut plus aisément tracer les régions où l'on observe de la pluie. Cependant, les pieds ne sont bien visibles que vers la fin de la séquence, car au début ils sont cachés derrière le limbe.

On a maintenant des masques binaires pour chaque paire d'images à 304 Å de *STEREO B* et de *SDO*, qui marquent les zones où l'on observe de la pluie coronale. Selon l'instant observé, ces masques occupent une fraction plus ou moins grande du chemin de la boucle vue à 171 Å. On choisit un instant vers la fin de la séquence (25 juillet 2012 à 03:06 UT), où la pluie est bien visible depuis les deux imageurs et occupe une partie la plus grande possible de la boucle.

À partir des deux masques, on reconstruit le volume occupé par la pluie coronale. Pour ce faire, on trace la ligne de visée correspondant à chaque pixel masqué, et on détecte les intersections entre les lignes de visées issues de *SDO* et celles issues de *STEREO B*. Ce type de reconstruction est basé sur l'hypothèse que l'on observe un même objet opaque avec les deux instruments. Or on ne voit que le cœur le plus dense des structures de pluie depuis *STEREO B*, qui forme de fines traînées sombres visibles en absorption, alors qu'on voit en émission un volume plus étendu depuis *SDO* ([figure 4.2](#)). De plus, des ambiguïtés surviennent pour les pas de temps auxquels de la pluie est détectée dans plusieurs brins adjacents. Au lieu d'une seule intersection, on aura par exemple deux intersections (si deux brins sont visibles depuis un point de vue et un seul depuis un autre) ou quatre (si deux brins sont visibles depuis chaque point de vue). Nous avons automatisé la détection

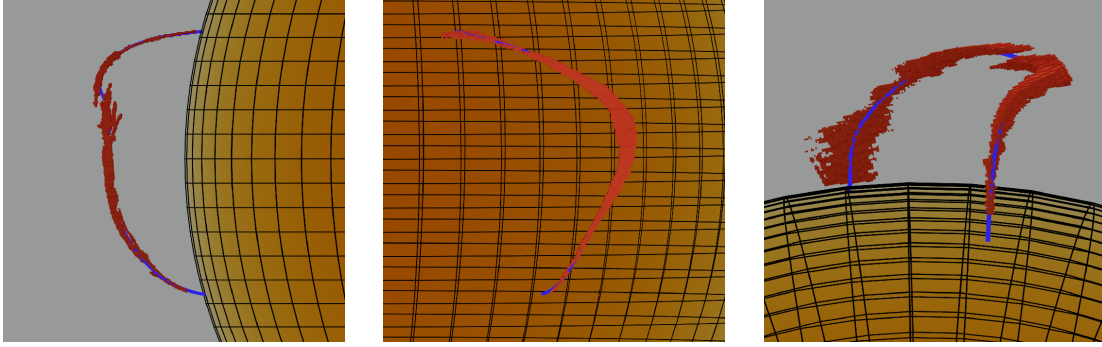


FIG. 4.4 Reconstruction de la géométrie du *rain bow* vue sous différents angles : depuis la position approximative de SDO (à gauche), de STEREO B (au centre), et depuis le sud de la boucle (à droite). Les voxels rouges représentent la zone d'intersection des lignes de visées de SDO et STEREO B le long desquelles on observe de la pluie coronale. La ligne bleue correspond à la spline ajustée sur ces voxels.

des voxels pour lesquels la reconstruction peut être faite sans ambiguïté, mais ceux-ci ne représentent qu'une petite fraction de la boucle. Les ambiguïtés restantes ont été levées manuellement par continuité avec les sections non ambiguës. Le résultat de cette reconstruction est montré à la [figure 4.4](#).

On détermine ensuite le chemin de la boucle en ajustant une spline aux voxels obtenus. La spline résultante est montrée à la [figure 4.4](#). Cette courbe constitue une approximation de la géométrie du champ magnétique, que nous utiliserons en entrée des simulations. Cependant, cette approximation comporte deux limitations. La première est que les pieds sont assez mal contraints. En effet, ils sont partiellement occultés par le limbe dans les images AIA, et difficiles à voir dans les données EUVI où les brins de pluie coronale sont très fins. Il a donc été nécessaire d'extrapoler les pieds de la boucle jusqu'à la surface à la main. La deuxième limitation est que cette reconstruction a été réalisée pour un instant donné, et ne rend pas compte de l'évolution du champ magnétique au cours du temps. Il serait intéressant de reconstruire la géométrie pour d'autres pas de temps, mais cela serait assez difficile en pratique car la pluie coronale remplit moins bien la boucle aux autres pas de temps.

Le pré-traitement des images STEREO et l'identification de la pluie coronale ont été réalisés par Alfred Voyeux et Elie Soubrié. La reconstruction du volume occupé par la pluie et l'ajustement de la spline donnant la géométrie utilisée ont également été réalisés par Elie Soubrié. J'ai contribué aux discussions sur la méthode à utiliser pour cette reconstruction, à l'encadrement du stage de L2 d'Alfred Voyeux, et j'ai vérifié la cohérence de la reconstruction obtenue (voir § 4.2.3 et [figure 4.8](#)).

4.2.2 Extrapolation magnétique

Je présente maintenant l'estimation de la structure magnétique, qui a été effectuée en collaboration avec Zoran Mikić. Pour ce faire, on réalise une extrapolation potentielle (c'est-à-dire que l'on suppose $\nabla \times \mathbf{B} = 0$) de quelques lignes de champ à partir d'une carte du champ magnétique photosphérique. La construction du magnétogramme utilisé et le

choix des lignes de champ extrapolées ont été réalisés par Zoran Mikić et moi-même, en utilisant des outils qu'il avait développés au préalable.

Comme les sondes *STEREO* n'embarquent pas de magnétographe, nous ne disposons pas de magnétogrammes au moment de l'observation du *rain bow*. À la place, nous utilisons une carte synoptique du champ magnétique réalisée à partir de données du magnétographe *SDO/HMI* (Scherrer et al., 2012), et réduite à une résolution de $0,5^\circ \text{ px}^{-1}$ en coordonnées Carrington. La carte utilisée est montrée à la figure 4.5. Sur cette carte, chaque position en longitude (*i.e.* chaque colonne) contient le champ magnétique mesuré par HMI au moment où le méridien correspondant est observé au centre du disque depuis *SDO*.

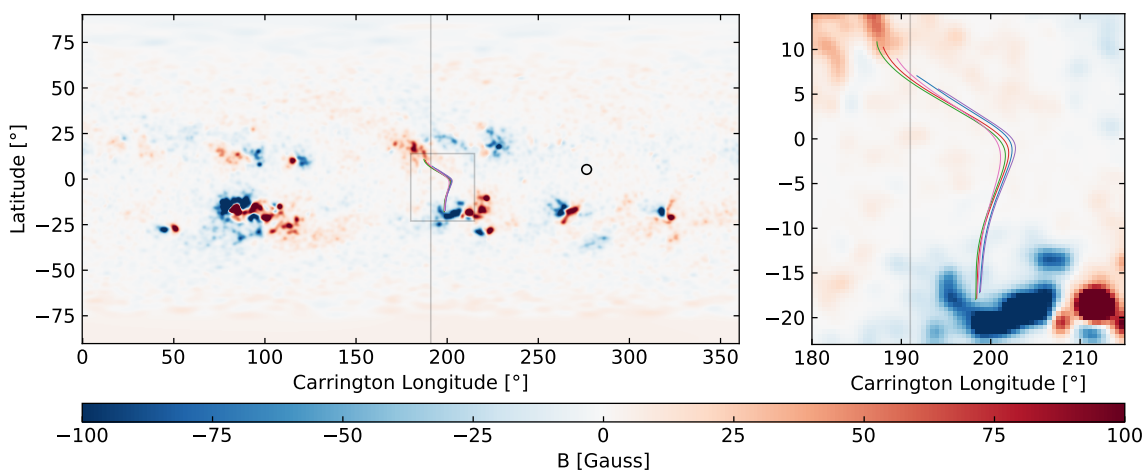


FIG. 4.5 Carte synoptique de la composante radiale du champ magnétique B_r , mesurée par *SDO/HMI*, utilisée pour réaliser l'extrapolation du champ magnétique du *rain bow*. Pour les longitudes inférieures à 191° (ligne verticale grise), le champ magnétique provient de magnétogrammes réalisés une rotation avant l'observation du *rain bow* (CR2125) ; pour les longitudes supérieures à 191° , il provient de magnétogrammes réalisés une rotation après (CR2126). Le cercle noir représente le centre du disque vu depuis *SDO* le 25 juillet 2012 à 03:06 UT, au moment de la reconstruction avec *STEREO*. Les lignes de champ extrapolées sont tracées sur le magnétogramme.

Dans un premier temps, nous avons essayé d'utiliser uniquement les magnétogrammes réalisés après l'observation du *rain bow* au limbe (c'est-à-dire une fois que la structure se trouve sur le disque), qui sont plus proches en temps. Cependant, cela n'a permis de reconstruire aucune boucle qui corresponde à la géométrie du *rain bow*. Nous avons donc utilisé une combinaison de deux cartes synoptiques : pour les longitudes entre 0° et 191° , on utilise la carte synoptique de la rotation précédente (CR2125), construite à partir de magnétogrammes réalisés environ trois-quarts de rotation avant l'observation du *rain bow*. Pour les longitudes entre 191° et 360° , on utilise la carte de la rotation suivante (CR2126), construite à partir de magnétogrammes réalisés quelques jours après. La carte synoptique résultante est montrée à la figure 4.5. Ce magnétogramme mixte contient les polarités nécessaires pour l'extrapolation de lignes de champ qui ressemblent au *rain bow*: un quadrupôle magnétique avec une polarité négative au sud-est (qui n'est pas encore émergé à la rotation CR2125), et une polarité positive au nord-ouest (qui a quasiment disparu à la rotation CR2126).

4.2 DÉTERMINATION DE LA STRUCTURE GÉOMÉTRIQUE ET MAGNÉTIQUE DE LA BOUCLE

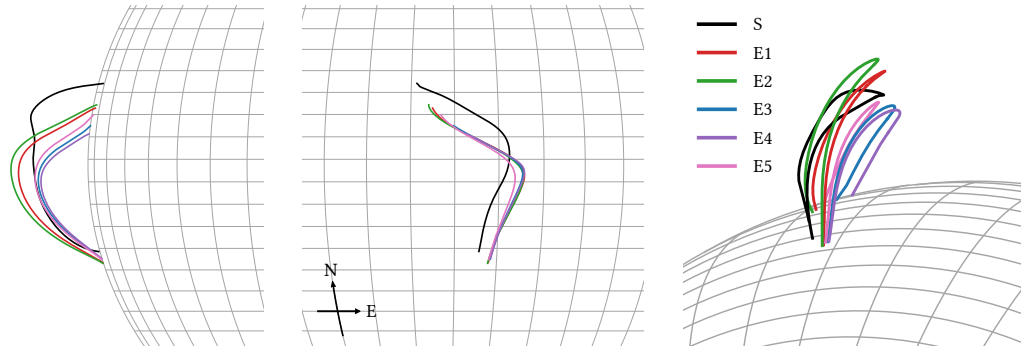


FIG. 4.6 Géométrie de la reconstruction du *rain bow* avec *STEREO* et *SDO* (*S*), et des lignes de champ magnétique extrapolées (*E1-E5*), vues depuis la position approximative de *SDO* (à gauche), de *STEREO B* (au centre), et depuis le sud de la boucle (à droite).

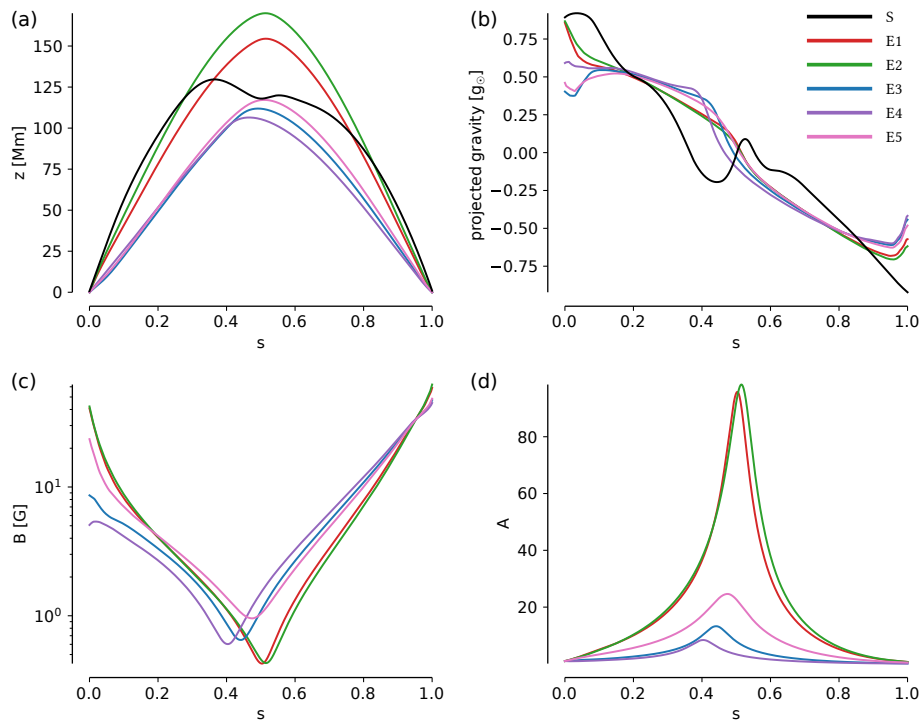


FIG. 4.7 (a) Altitude z , (b) gravité projetée $g_{||}$, divisée par gravité à la surface du Soleil $g_{\odot} = 28g$, (c) norme du champ magnétique B , (d) facteur d'expansion du champ magnétique A des lignes de champ magnétique extrapolées $E1$ à $E5$ et de la géométrie S , en fonction de la position le long de la boucle s normalisée à (— 635, — 593, — 629, — 466, — 430, et — 492) Mm.

À partir de cette carte synoptique, on extrapole 5 lignes de champ magnétique qui ressemblent à la géométrie reconstruite avec *STEREO*. Ces lignes de champ sont montrées sur le magnétogramme de la [figure 4.5](#) et à la [figure 4.6](#).

La [figure 4.7](#) montre l'altitude, la gravité projetée, le champ magnétique, et le facteur d'expansion du champ magnétique pour les 5 lignes extrapolées. Le champ magnétique de ces boucles est de l'ordre de 10–50 G aux pieds et de 0,5–1 G à l'apex, avec des facteurs d'expansion à l'apex variant entre 10 et 100. Ces facteurs d'expansion élevés sont certainement dus à la présence d'un point nul magnétique au centre du quadrupôle auquel ces boucles sont connectées. Cependant, la valeur absolue du champ magnétique est particulièrement faible pour des boucles de région active ([Aschwanden et al., 1999](#) rapportent une moyenne de 100 G pour le champ magnétique aux pieds de boucles observées par l'imageur EIT et le magnétographe MDI à bord de *SOHO*).

4.2.3 Correspondance entre la reconstruction géométrique, l'extrapolation magnétique et les observations

La [figure 4.6](#) montre la géométrie reconstruite à partir de *STEREO* et *SDO* (que l'on nomme *S*), ainsi que les 5 lignes de champ extrapolées (*E1* à *E5*). Ces géométries sont à première vue similaires : toutes sont de longueurs comparables et sont penchées vers l'ouest, en direction du point nul qui se trouve au centre du quadrupôle magnétique. Cependant, la géométrie *S* est plus aplatie, plus penchée vers l'est et un peu plus longue que les boucles extrapolées (*S* mesure 635 Mm, tandis que la plus longue ligne extrapolée, *E2*, fait 629 Mm de long). Les pieds sud des boucles se trouvent approximativement au même endroit, tandis que le pied nord de la boucle *S* se trouve plus loin des pieds des boucles extrapolées. Cela est probablement dû au fait que les magnétogrammes utilisés pour les pieds nord des boucles ont été réalisés près de 20 jours avant l'observation du *rain bow*, et ne constituent donc qu'une estimation très approximative de la structure magnétique au moment de la reconstruction de *S*. Enfin, un creux est présent au sommet de la boucle *S*, mais pas sur les lignes extrapolées.

Afin de vérifier la cohérence de ces géométries avec les observations, on les projette sur les images AIA 171 Å et 304 Å réalisées au moment de la reconstruction de la boucle *S*. Le résultat est montré à la [figure 4.8](#). La zone de pluie coronale utilisée pour la reconstruction stéréoscopique est marquée par un *contour blanc* sur ces images. La boucle *S* (*trait noir*) passe dans cette zone, ce qui permet de vérifier qu'aucune erreur manifeste n'a été faite pendant la reconstruction. Par ailleurs, les boucles extrapolées ne correspondent qu'approximativement à la boucle observée. Nous n'utiliserons de ces boucles que le facteur d'expansion, lequel ne peut être dérivé aisément des reconstructions stéréoscopiques. De plus nous avons vérifié a posteriori qu'il n'a que peu d'influence sur les conclusions que l'on peut tirer des simulations.

On dispose maintenant de plusieurs lignes de champ :

- la boucle *S*, issue de la reconstruction stéréoscopique, qui reproduit bien la géométrie du *rain bow* mais pour laquelle on ne connaît pas le facteur d'expansion du champ magnétique ;

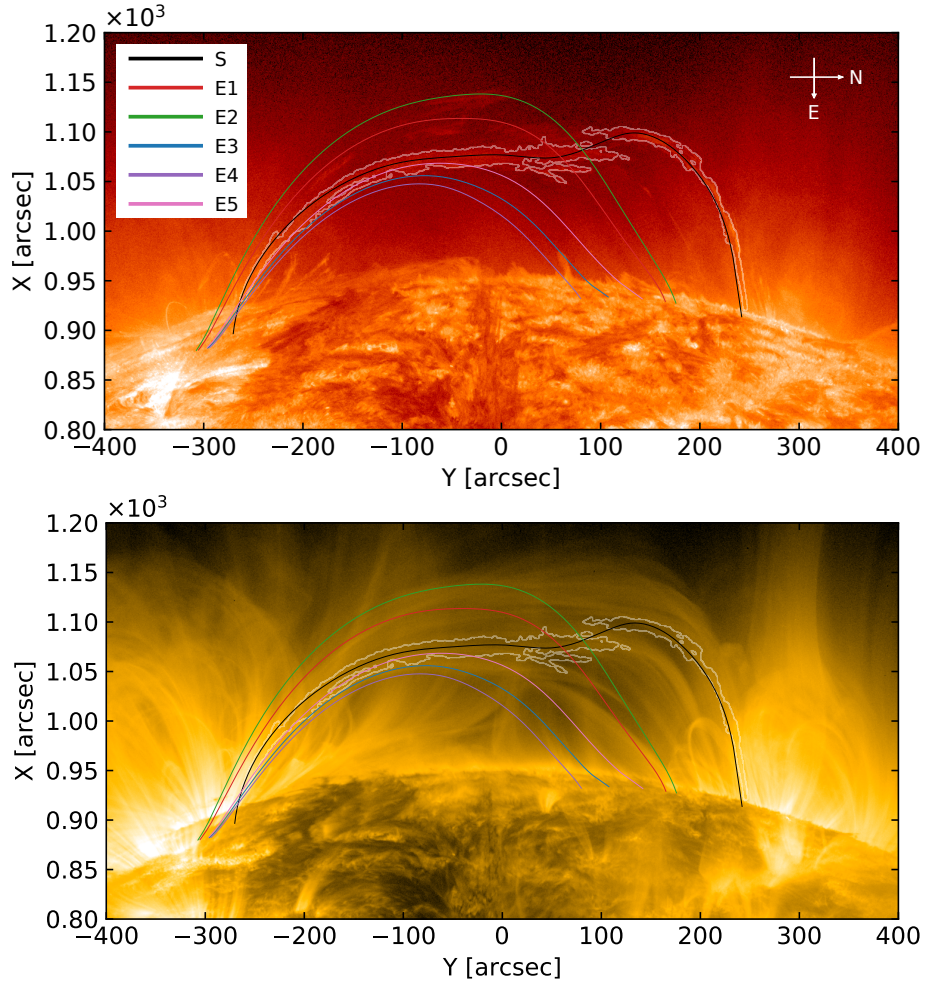


FIG. 4.8 Géométries de la reconstruction géométrique et magnétique du *rain bow* vues depuis *SDO* à l'instant de la reconstruction de la boucle *S*. (le 25 juillet 2012 à 03:06 UT). Les géométries sont représentées au-dessus des images *SDO/AIA* à 304 Å (*en haut*) et à 171 Å (*en bas*). Le *contour blanc* représente la zone de pluie coronale visible à 304 Å utilisée pour la reconstruction stéréoscopique de *S* (voir § 4.2.1).

- les boucles extrapolées *E1* à *E5*, dont la géométrie ne correspond qu'approximativement à celle du *rain bow*, mais pour lesquelles on connaît le champ magnétique.

Pour simuler l'évolution du plasma dans la boucle, nous utiliserons la géométrie stéréoscopique *S* et une combinaison des champs magnétiques des boucles extrapolées *E2* à *E5*.

4.3 MODÉLISATION DU TNE DANS LA BOUCLE DU RAIN BOW

Dans cette partie, je présente le travail de modélisation effectué pour le *rain bow*, utilisant les géométries de boucles présentées à la partie précédente (§ 4.2). Le but de ces simulations est d'étudier comment le plasma dans la boucle évolue lorsqu'il est soumis à un chauffage forcé. En réalisant des simulations pour différentes fonctions de chauffage et en comparant

l'évolution simulée aux observations, on peut remonter à la distribution spatiale et temporelle du chauffage auquel est soumise la boucle observée.

Dans la couronne solaire, l'évolution des structures est dominée par le champ magnétique (le β du plasma est très inférieur à 1, c'est-à-dire que la pression thermodynamique est faible devant la pression magnétique ; voir § 1.1). Cela permet de simplifier les calculs en faisant l'hypothèse que le champ magnétique n'est pas affecté par l'évolution du plasma, et donc de réduire un problème de MHD à un problème d'hydrodynamique.

De nombreux travaux de simulations ont déjà été réalisés en se basant sur ces hypothèses (voir § 1.3.4), et ont permis d'établir qu'il est nécessaire d'avoir un chauffage quasi-constant, fortement stratifié, et qui soit en adéquation avec la géométrie du champ magnétique pour avoir du TNE.

Pour se faire une idée des valeurs des paramètres du chauffage auquel sont soumises les boucles observées, on réalise des simulations pour de nombreuses valeurs des paramètres du chauffage, et on synthétise des observables telles que l'intensité ou la vitesse Doppler. On cherche ensuite les paramètres de chauffage pour lesquels les observables synthétisées sont les plus proches de celles observées. C'est la méthode qui a été appliquée par [Froment et al. \(2017, 2018\)](#) pour reproduire les intensités observées avec *SDO/AIA* dans le cas 1 de leur précédent article ([Froment et al., 2015](#)).

L'événement étudié par [Froment et al. \(2015, 2017, 2018\)](#) forme des condensations incomplètes, qui sont observées avec *AIA* et produites en grande quantité dans les simulations (la moitié des simulations de cette boucle formant du TNE contiennent des condensations incomplètes). Nous allons chercher à comprendre pourquoi cette boucle et le *rain bow* (qui forme des condensations complètes) ont des évolutions si différentes.

Dans cette partie, je commence par présenter les hypothèses et le code de modélisation (§ 4.3.1). Je décris ensuite le modèle de chauffage adopté ainsi que les différents paramètres pouvant affecter l'évolution du plasma dans la boucle (§ 4.3.2). Je présente ensuite l'exploration de l'espace de ces paramètres réalisée pour la boucle du *rain bow* (§ 4.3.3). Enfin, je conclus sur les paramètres qui permettent de reproduire au mieux les observations (§ 4.3.6).

4.3.1 Code de simulation et hypothèses

4.3.1.1 Équations

Afin d'étudier comment le plasma dans la boucle évolue lorsqu'il est soumis à un certain chauffage, j'ai utilisé un code de simulation développé par Zoran Mikić. Dans ce code, on fait l'hypothèse que l'évolution du plasma est dominée par le champ magnétique ($\beta \ll 1$), et on peut donc découpler leurs évolutions. On simplifie davantage le problème en considérant que le champ magnétique ne varie pas au cours du temps, ce qui permet d'utiliser les géométries des lignes de champ magnétique présentées dans la partie précédente (§ 4.2).

Après ces simplifications, l'évolution du plasma le long de la boucle est décrit par les trois équations hydrodynamiques suivantes ([Mikić et al., 2013](#)) :

– conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} (A \rho v_{\parallel}) = 0, \quad (4.1)$$

– conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left(\frac{\partial v_{\parallel}}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial v_{\parallel}}{\partial s} \right) = -\frac{\partial p}{\partial s} + \rho g_{\parallel} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} \left(A \nu \rho \frac{\partial v_{\parallel}}{\partial s} \right), \quad (4.2)$$

– conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} (A T v_{\parallel}) = -(\gamma - 2) \frac{T}{A} \frac{\partial}{\partial s} (A v_{\parallel}) + \frac{\gamma - 1}{2 k_B N_e} \left[\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} \left(A \kappa_{\parallel}(T) \frac{\partial T}{\partial s} \right) - N_e N_p Q(T) + H(s) \right]. \quad (4.3)$$

Ces équations contiennent les paramètres suivants :

s la position le long de la boucle,	$g_{\parallel}(s) = \mathbf{g} \cdot \mathbf{B} / \ \mathbf{B}\ $ la gravité projetée le long de la boucle (avec \mathbf{g} le champ de pesanteur et \mathbf{B} le champ magnétique),
T la température,	
p la pression,	
v_{\parallel} la vitesse le long de la boucle,	k_B la constante de Boltzmann,
N_e la densité d'électrons,	ν la viscosité cinématique,
N_p la densité de protons,	$\gamma = c_p / c_v$ l'indice adiabatique,
$\rho = m_p N_p$ la masse volumique (avec m_p la masse d'un proton),	$\kappa_{\parallel}(T)$ la conductivité thermique le long de la boucle,
$A(s) = B(0)/B(s)$ le facteur d'expansion du champ magnétique,	$Q(T)$ la fonction de pertes radiatives,
	$H(s)$ la fonction de chauffage.

On suppose que le plasma est uniquement composé d'hydrogène, est totalement ionisé, et que les protons et les électrons sont à l'équilibre thermique. Ainsi, les densités et les températures des électrons et des protons sont égales ($N = N_e = N_p$ et $T = T_e = T_p$), et on a $p = 2Nk_B T$ et $\gamma = 5/3$.

Le bilan d'énergie (équation 4.3) contient trois termes, qui doivent être évalués précautionneusement. Le premier est le terme de conduction thermique le long de la boucle, qui met en jeu la conductivité thermique κ_{\parallel} . Pour l'estimer, on utilise la loi de Spitzer (voir par exemple Spitzer, 1962) : $\kappa_{\parallel}(T) = C_0 T^{5/2}$, avec $C_0 = 9 \cdot 10^{-12} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-7/2}$. Cependant, cette conductivité est très faible à basse température, ce qui résulte en un fort gradient de température au niveau la région de transition. Pour résoudre de tels gradients numériquement, il est nécessaire d'utiliser un pas de grille très fin, ce qui implique de longs temps de calcul. Pour réduire le temps de calcul, j'utilise la méthode développée par Linker et al. (2001), Lionello et al. (2009) et Mikić et al. (2013), qui consiste à élargir artificiellement la

région de transition en augmentant la conductivité $\kappa_{\parallel}(T)$ au-dessous d'une température de coupure $T_c = 250\,000$ K :

$$\kappa_{\parallel}(T) = \begin{cases} C_0 T^{5/2} & \text{pour } T \geq T_c \text{ (Spitzer),} \\ \kappa_{\parallel}(T_c) & \text{pour } T < T_c. \end{cases} \quad (4.4)$$

Cela permet d'obtenir les mêmes résultats tout en réduisant le nombre de points de grille d'un facteur 10.

Le second terme correspond aux pertes radiatives ($N_e N_p Q(T)$, en W m^{-3}). Dans ces simulations, j'utilise une fonction de pertes radiatives qui provient de la base de données atomiques Chianti version 7 (Dere et al., 1997; Landi et al., 2012), calculée en utilisant des abondances coronales (Feldman, 1992; Feldman et al., 1992; Grevesse & Sauval, 1998; Landi et al., 2002) et le modèle d'équilibre d'ionisation collisionnel de Chianti (Dere et al., 2009). Afin de conserver l'équilibre entre le chauffage par conduction et les pertes radiatives dans la région de transition, on modifie également la fonction $Q(T)$ en dessous de T_c , de sorte que le produit $\kappa_{\parallel}(T)Q(T)$ reste inchangé. Mikić et al. (2013) ont montré que l'utilisation de la conductivité modifiée, ainsi que le choix de la fonction de perte radiative et des abondances (dans le cas de Chianti), ne change pas le résultat global des simulations.

Le dernier terme correspond au chauffage volumétrique injecté dans la boucle (H , en W m^{-3}). Afin de rendre compte d'un chauffage constant et stratifié au niveau des pieds de la boucle, on le modélise de la manière suivante :

$$H(s) = H_0 + H_1 \left(e^{-g(s)/\lambda_1} + e^{-g(L-s)/\lambda_2} \right) \quad (4.5)$$

où L est la longueur de la boucle, H_0 est le taux de chauffage volumétrique appliqué sur toute la longueur de la boucle, H_1 correspond au chauffage injecté au niveau des pieds (on choisira $H_1 \gg H_0$ pour une stratification importante), et λ_1 et λ_2 sont les hauteurs d'échelle du chauffage à chaque pied de la boucle. Le terme $g(s) = \max(s - \Delta, 0)$, permet d'avoir un chauffage constant dans la chromosphère, d'épaisseur $\Delta = 5$ Mm. Un exemple de cette fonction est montré à la [figure 4.9](#).

4.3.1.2 Initialisation et conditions aux limites

La boucle est initialisée dans un état d'équilibre hydrostatique, avec un profil de température parabolique dans la partie coronale atteignant 2 MK au sommet de la boucle, et une zone tampon à température chromosphérique aux deux extrémités de la boucle. Comme cet état initial ne satisfait pas l'équation de conservation de l'énergie (4.3), le système évolue lorsqu'on lance la simulation.

Durant la simulation, on impose comme conditions aux extrémités de la boucle ($s = 0$ et $s = L$) les valeurs chromosphériques $T_0 = 20\,000$ K, et $N_0 = 30 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Cela est

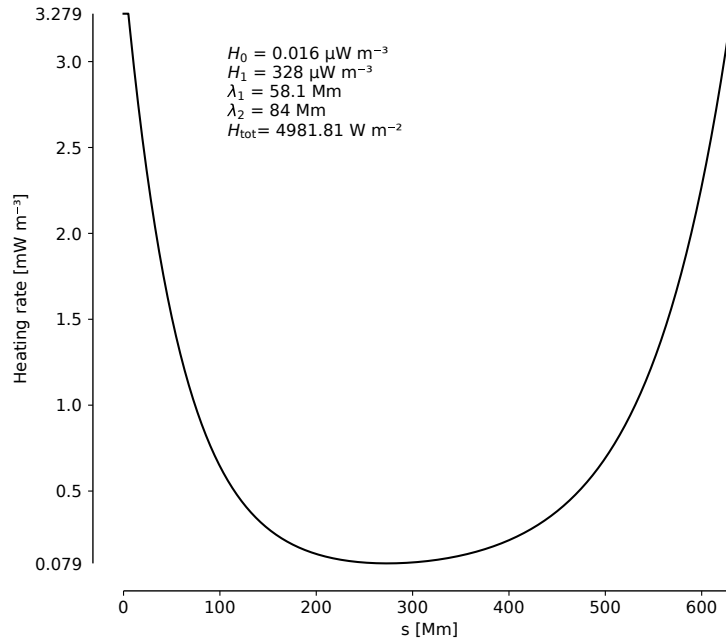


FIG. 4.9 Fonction de chauffage $H(s)$ (équation 4.5) pour les valeurs des paramètres H_0 , H_1 , λ_1 , λ_2 données sur la figure. H_{tot} est l'intégrale de $H(s)$ sur la longueur de la boucle, c'est-à-dire le flux total d'énergie déposée dans la boucle.

nécessaire pour maintenir une zone de plasma chromosphérique aux pieds de la boucle, qui isole la partie coronale des bords de la grille.

Cette couche de plasma plus dense permet notamment d'amortir les condensations qui tombent le long de la boucle, et évite que les forts gradients de pression, de température et de densité associés n'atteignent les bords du domaine de simulation, ce qui cause une erreur numérique et interrompt le calcul. Dans un premier temps, j'ai imposé la valeur $N_0 = 6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, utilisée par Mikić et al. (2013) et Froment et al. (2017, 2018). Cependant, de nombreuses simulations du *rain bow* formaient des condensations trop denses pour cette chromosphère, et beaucoup s'interrompaient prématurément. J'ai donc augmenté la densité à $N_0 = 30 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, ce qui a permis de terminer un plus grand nombre de simulations. J'ai testé l'effet de ce changement de densité, que je présente en discussion (§ 4.3.5.1).

4.3.2 Paramètres pouvant influencer la réponse de la boucle

L'évolution du plasma dans une boucle coronale dépend de nombreux paramètres. Nous nous intéressons ici à la géométrie du champ magnétique, à son facteur d'expansion, à la présence du creux qui se trouve au sommet de la boucle du *rain bow*, et aux paramètres de la fonction de chauffage (équation 4.5). Je présente ici les valeurs qui seront explorées dans l'étude paramétrique visant à reproduire l'évolution du plasma dans la boucle.

4.3.2.1 Géométrie et facteur d'expansion du champ magnétique

La géométrie et le facteur d'expansion du champ magnétique jouent un rôle majeur dans l'évolution du plasma et le développement de cycles de condensation et d'évaporation dans les boucles. Les simulations de [Mikić et al. \(2013\)](#) ont montré qu'une section non-uniforme le long de la boucle est nécessaire pour avoir des cycles de condensation et d'évaporation qui soient compatibles avec les signatures observationnelles listées par [Klimchuk et al. \(2010\)](#). De plus, [Froment et al. \(2017, 2018\)](#) ont montré que le développement de TNE et les caractéristiques des pulsations obtenues dépendaient fortement de l'adéquation entre la géométrie de la boucle et l'asymétrie du chauffage imposé.

Le facteur d'expansion du champ magnétique, $A(s) = B(0)/B(s)$, intervient directement dans les équations utilisées par le code de simulation (voir § 4.3.1.1), tandis que la géométrie est traduite par le terme de gravité projetée le long de la boucle, $g_{\parallel}(s) = \mathbf{g} \cdot \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$.

Nous disposons de la géométrie et du facteur d'expansion du champ magnétique pour les boucles extrapolées $E1$ à $E5$ (voir [figure 4.7](#)), mais nous ne connaissons pas le facteur d'expansion pour la boucle S issue de la reconstruction stéréoscopique. Pour résoudre ce problème, on construit de nouvelles lignes de champ, qui utilisent la géométrie S avec différents facteurs d'expansion construits à partir des boucles extrapolées $E2$ à $E5$. On génère six facteurs d'expansion différents, dont la valeur maximale varie de 10 à 100 :

$$\begin{aligned}
 A_{10} &= (A_{E3} + A_{E4})/2 \\
 A_{25} &= A_{E5} \\
 A_{46} &= (A_{E2} + 2A_{E5})/3 \\
 A_{60} &= (A_{E2} + A_{E5})/2 \\
 A_{72} &= (2A_{E2} + A_{E5})/3 \\
 A_{100} &= A_{E2}
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Les six lignes de champ ainsi obtenues sont nommées d'après leur facteur d'expansion maximal : $A10$, $A25$, $A46$, $A60$, $A72$, et $A100$. L'altitude, la gravité projetée, le champ magnétique et le facteur d'expansion de ces lignes de champ sont donnés à la [figure 4.10](#).

On simulera l'évolution du plasma le long de ces six lignes de champ afin de mieux comprendre l'influence du facteur d'expansion sur les cycles de condensation et d'évaporation. Cela nous permettra également de trouver le facteur d'expansion qui permet de reproduire les pulsations observées.

4.3.2.2 Présence du creux en haut de la boucle

La présence d'un creux au sommet de la boucle S (visible à la [figure 4.10](#)) est très atypique pour une boucle de région active (voir par exemple [Aschwanden et al., 1999](#)). Afin de comprendre ses effets, j'ai également simulé l'évolution du plasma dans les lignes de champ extrapolées $E2$ et $E3$, qui n'ont pas un tel creux. La boucle $E2$ a une longueur de 629 Mm, ce qui est comparable à celle de S . La boucle $E3$ est plus courte, avec une

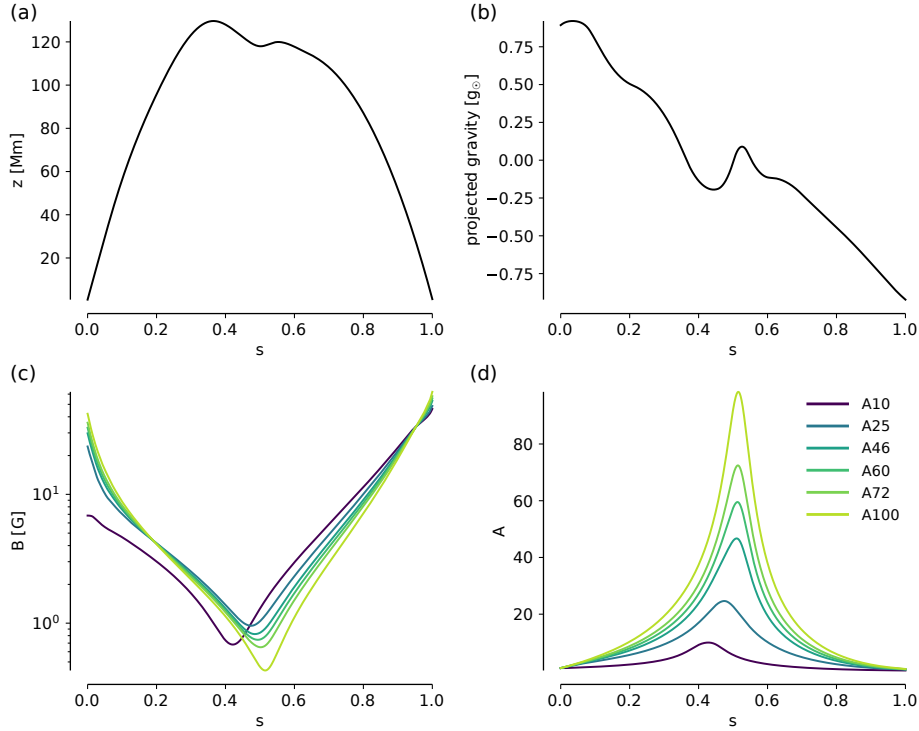


FIG. 4.10 (a) Altitude z , (b) gravité projetée g_{\parallel} , (c) norme du champ magnétique B , (d) facteur d'expansion du champ magnétique A en fonction de la position le long de la boucle s normalisée à 635 Mm, pour la géométrie S issue de la reconstruction stéréoscopique et les profils de champ magnétique construits à partir des extrapolations.

longueur de 466 Mm. Nous comparerons l'évolution du plasma le long de ces différentes géométries.

4.3.2.3 Distribution spatiale du chauffage

Finalement, on explore les paramètres de la fonction de chauffage (équation 4.5).

Le paramètre H_0 est choisi de telle sorte que la boucle ait une température de 1 MK lorsque $H_1 = 0$. Pour ce faire, on réalise une petite étude paramétrique pour chaque boucle, dans laquelle on fixe $H_1 = 0$, et où l'on fait varier H_0 . En l'absence de stratification ($H(s) = H_0$ est uniforme le long de la boucle), la boucle se place dans un état d'équilibre hydrostatique où la température devient constante après un temps de relaxation de quelques dizaines d'heures. On choisit la valeur de H_0 pour laquelle la température à l'apex se stabilise à 1 MK.

On choisit 5 valeurs du paramètre H_1 , exprimées en fonction de H_0 : (1280, 2560, 5120, 10 240, 20 480) $\times H_0$. Ce paramètre permet de changer l'énergie totale déposée dans la boucle, sans modifier la stratification du chauffage.

Pour chaque valeur de H_1 , on explore 15 valeurs des hauteurs d'échelle λ_1 et λ_2 , choisies entre 1 % et 20 % de la longueur L de la boucle. Ces paramètres permettent d'ajuster la stratification du chauffage (pour des petites valeurs de λ , le chauffage sera fortement

localisé aux pieds de la boucle), ainsi que son asymétrie (le chauffage sera d'autant plus asymétrique que λ_1 et λ_2 seront différents).

Les valeurs des paramètres explorés sont résumées à la [table 4.1](#). Pour explorer l'espace de ces paramètres, il faudra réaliser 1125 simulations pour chaque géométrie.

TAB. 4.1 Paramètres de chauffage explorés pour les simulations du *rain bow*.

Géométrie	L [Mm]	H_0 [nW m ⁻³]	H_1	λ_1, λ_2 [Mm]
A10	635.36	20.3	(1280, 2560, 5120, 10240, 20480) $\times H_0$	15 \times 15 valeurs, (0,01 à 0,2) $\times L$
A25		19.0		
A46		15.5		
A60		14.5		
A72		14.0		
A100		13.0		
E2	628.86	14.0		
E3	465.54	53.0		

4.3.2.4 Paramètres non explorés

D'autres paramètres sont susceptibles d'influencer l'évolution du plasma le long de la boucle. En particulier, il serait intéressant d'étudier l'effet d'un chauffage intermittent et stochastique. Cela permettrait de simuler de manière plus réaliste les petits événements de chauffage que l'on pense être à l'origine du chauffage stratifié nécessaire au TNE. Un tel chauffage devrait satisfaire les conditions suivantes : 1. avoir un temps de répétition inférieur au temps caractéristique de refroidissement du plasma dans la boucle afin de rester quasi-constant, 2. avoir une distribution spatiale comparable au chauffage constant actuellement utilisé dans les simulations. Des simulations de boucles soumises à un chauffage impulsif non stochastique ont été réalisées par [Susino et al. \(2010\)](#) qui montrent qu'il est possible de produire des condensations dans ce contexte, et par [Johnston et al. \(2019\)](#) qui ont étudié l'influence du temps de répétition du chauffage sur les cycles de condensation et d'évaporation. Par ailleurs de nombreuses simulations de boucles soumises à un chauffage impulsif stochastique ont été réalisées, en 0D ([Cargill, 2014](#); [Cargill et al., 2015](#); [Barnes et al., 2016b](#)) et en 1D ([Cargill et al., 2015](#); [Bradshaw & Viall, 2016](#)), mais très peu portent sur le TNE ([Antolin et al., 2010](#)).

Une autre piste à explorer serait l'évolution temporelle de la géométrie de la boucle. Pour ce faire, il faudrait reconstruire la géométrie du *rain bow* pour plusieurs pas de temps, mais cela serait difficile en pratique (voir § 4.2.1).

4.3.3 Exploration de l'espace des paramètres

4.3.3.1 Mise en place technique

L'espace des paramètres présentés dans la partie précédente (§ 4.3.2) représente un total de 9000 simulations (8 géométries de champ magnétique, 5 valeurs de H_1 , et 15×15 valeurs de λ_1 et de λ_2).

Afin de les réaliser dans un temps raisonnable, j'utilise 10 000 points de grille le long de la boucle, avec la conductivité modifiée de Linker et al. (2001), Lionello et al. (2009) et Mikić et al. (2013), qui permet d'éviter les trop forts gradients de température dans la région de transition (voir § 4.3.1.1). J'utilise également une grille à pas variable, avec un pas de 4 km dans la chromosphère, de 40 km dans la région de transition, et de 400 km au sommet de la boucle. Le pas de la grille en fonction de la position le long de la boucle est donné à la figure 4.11. Cette grille permet de résoudre correctement la région de transition, sans gâcher de temps de calcul avec une résolution trop élevée dans la couronne.

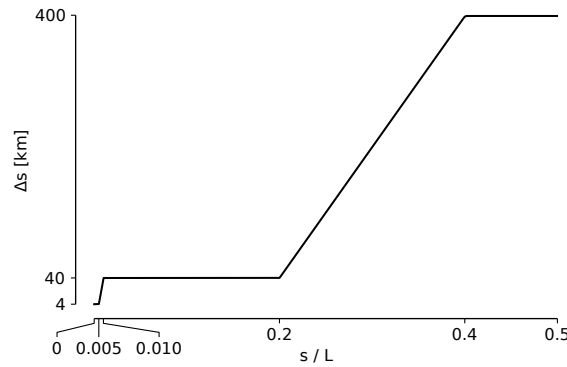


FIG. 4.11 Pas de grille Δs utilisé pour les simulations, en fonction de la position le long de la boucle s , divisée par la longueur de la boucle L . Le pas est représenté pour la moitié gauche de la boucle, l'autre moitié lui étant symétrique.

On simule l'évolution de chaque boucle durant 72 h. Ce calcul prend typiquement 2 h de temps réel sur un processeur cadencé à 2,3 GHz (ce qui est le cas pour la plupart des machines du cluster que j'ai utilisé pour réaliser ces simulations). 18 000 heures de calcul sont donc nécessaires pour simuler tout l'espace de paramètres que nous voulons étudier, et il a été nécessaire de paralléliser ces simulations pour avoir les résultats dans un délai raisonnable.

4.3.3.2 Réduction des données

Pour chaque simulation, on obtient des cartes qui contiennent la valeur le long de la boucle et au cours du temps de la température T , de la densité électronique N_e , de la pression p , de la vitesse le long de la boucle $v_{||}$, ainsi que des termes d'énergie de l'équation 4.3.

Afin de réduire cette importante quantité de données, je résume chaque simulation à quelques grandeurs caractéristiques.

En premier lieu, je classe les simulations selon le type d'événement qu'elles produisent. Ce qui nécessite de déterminer si la simulation contient des pulsations. Pour ce faire, [Froment et al. \(2018\)](#) ont cherché des pulsations dans le spectre de puissance de la série temporelle de température. Cependant, la plupart des pulsations produites dans les simulations du *rain bow* ont des périodes de l'ordre de 20 à 30 heures, soit 2 à 3 périodes sur les 72 heures de simulation, ce qui n'est pas détectable dans l'espace de Fourier. J'ai donc identifié à la main les simulations produisant des pulsations à partir de leurs cartes de température. On détermine ensuite si les pulsations sont associées à des condensations complètes ou incomplètes à partir de l'évolution de la température dans la partie coronale de la boucle, que l'on définit comme la région où $z > 10$ Mm. Si la température dans cette région reste supérieure à 0,5 MK après les 10 premières heures de la simulation, on considère que les pulsations sont associées à des condensations incomplètes. Dans le cas contraire, on considère qu'il s'agit de condensations complètes.

On extrait également la température et la densité maximales atteintes durant la seconde moitié de la simulation autour de l'apex (défini comme $z > 0,9z_{\max}$). Enfin, on calcule la vitesse moyenne durant la seconde moitié de la simulation autour de l'apex et dans chaque "jambe" de la boucle (définies comme $10 \text{ Mm} < z < 0,5z_{\max}$).

4.3.4 Résultats des études paramétriques

4.3.4.1 Géométrie stéréoscopique

Je présente maintenant les résultats de l'étude paramétrique pour les six boucles *A10* à *A100*, qui utilisent la géométrie *S* issue de la reconstruction avec *STEREO* et *SDO* et les champs magnétiques construits à partir des extrapolations.

La [figure 4.12](#) montre la température le long de la boucle pour la ligne de champ *A60*, $H_1 = 20\,480 \times H_0 = 307 \mu\text{W m}^{-3}$, et toutes les valeurs de λ_1 et de λ_2 explorées. On distingue plusieurs types de comportements :

- la formation de condensations qui restent piégées dans le creux au sommet de la boucle, ressemblant à des protubérances (pour des chauffages symétriques, près de la diagonale $\lambda_1 = \lambda_2$),
- le développement de pulsations avec des condensations complètes (pour des chauffages modérément asymétriques, de part et d'autre de la zone de formation des protubérances),
- les pulsations avec des condensations incomplètes (pour des chauffages fortement asymétriques),
- enfin, le développement de pulsations amorties, après lesquelles la boucle trouve un état d'équilibre où se développent des écoulements stationnaires allant d'un pied à l'autre de la boucle (pour les chauffages les plus asymétriques).

De plus, certaines simulations s'arrêtent avant d'avoir pu évoluer pendant 72 h. Cela est dû à la formation de condensations denses, qui ne sont pas suffisamment amorties par la chromosphère et atteignent les bords de la boîte de simulation.

4.3 MODÉLISATION DU TNE DANS LA BOUCLE DU RAIN BOW

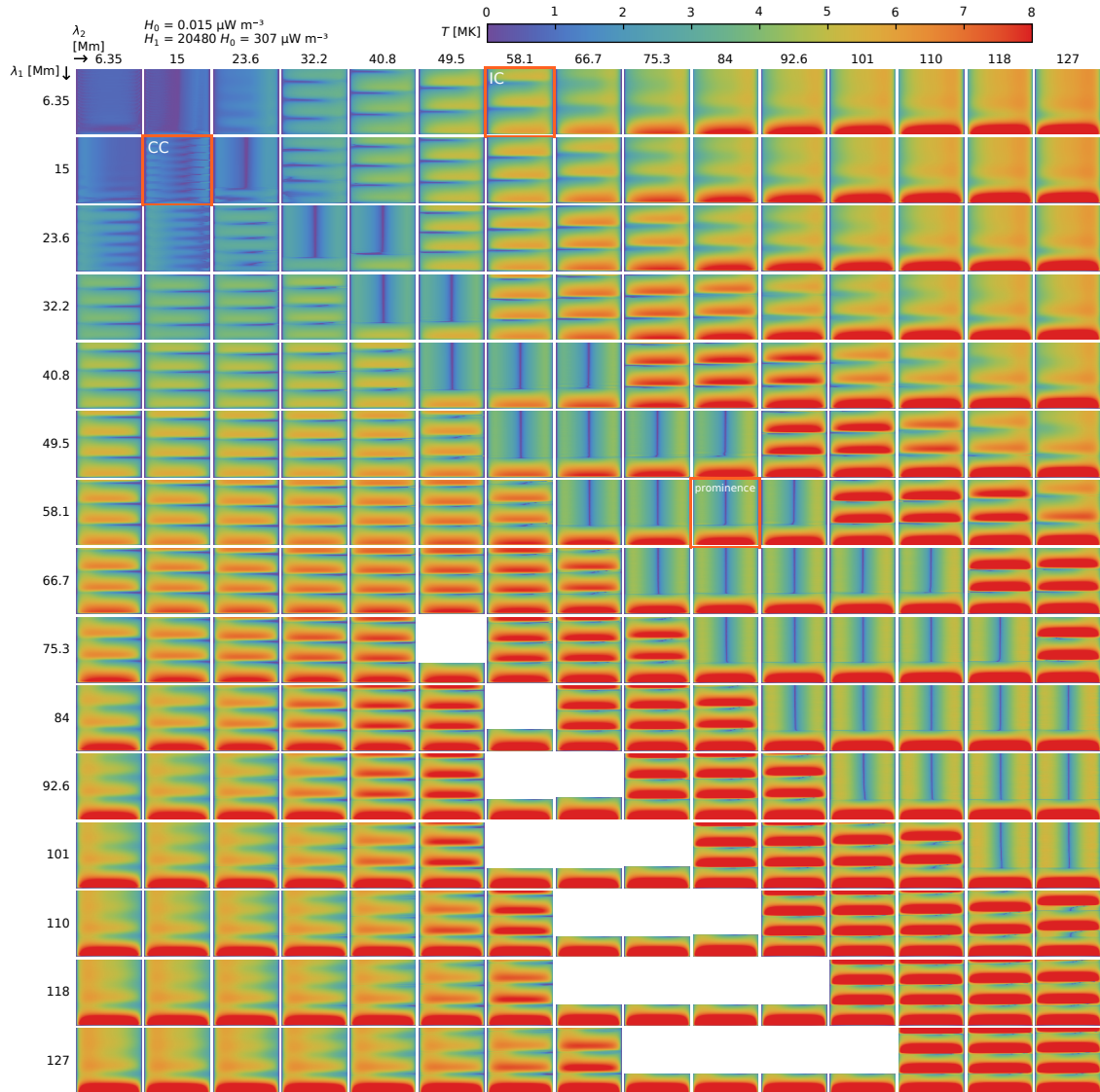


FIG. 4.12 Évolution de la température le long de la ligne de champ $A60$ pour $H_0 = 0,015 \mu\text{W m}^{-3}$, $H_1/H_0 = 20\,480$ et toutes les valeurs de λ_1 et de λ_2 explorées. Chacune des 225 sous-figures montre l'évolution de la température en fonction de la position le long de la boucle (en abscisse, de 0 à 635 Mm), et du temps (en ordonnée, de 0 à 72 h), de manière comparable à la [figure 4.13](#). Les simulations encadrées sont décrites dans le texte.

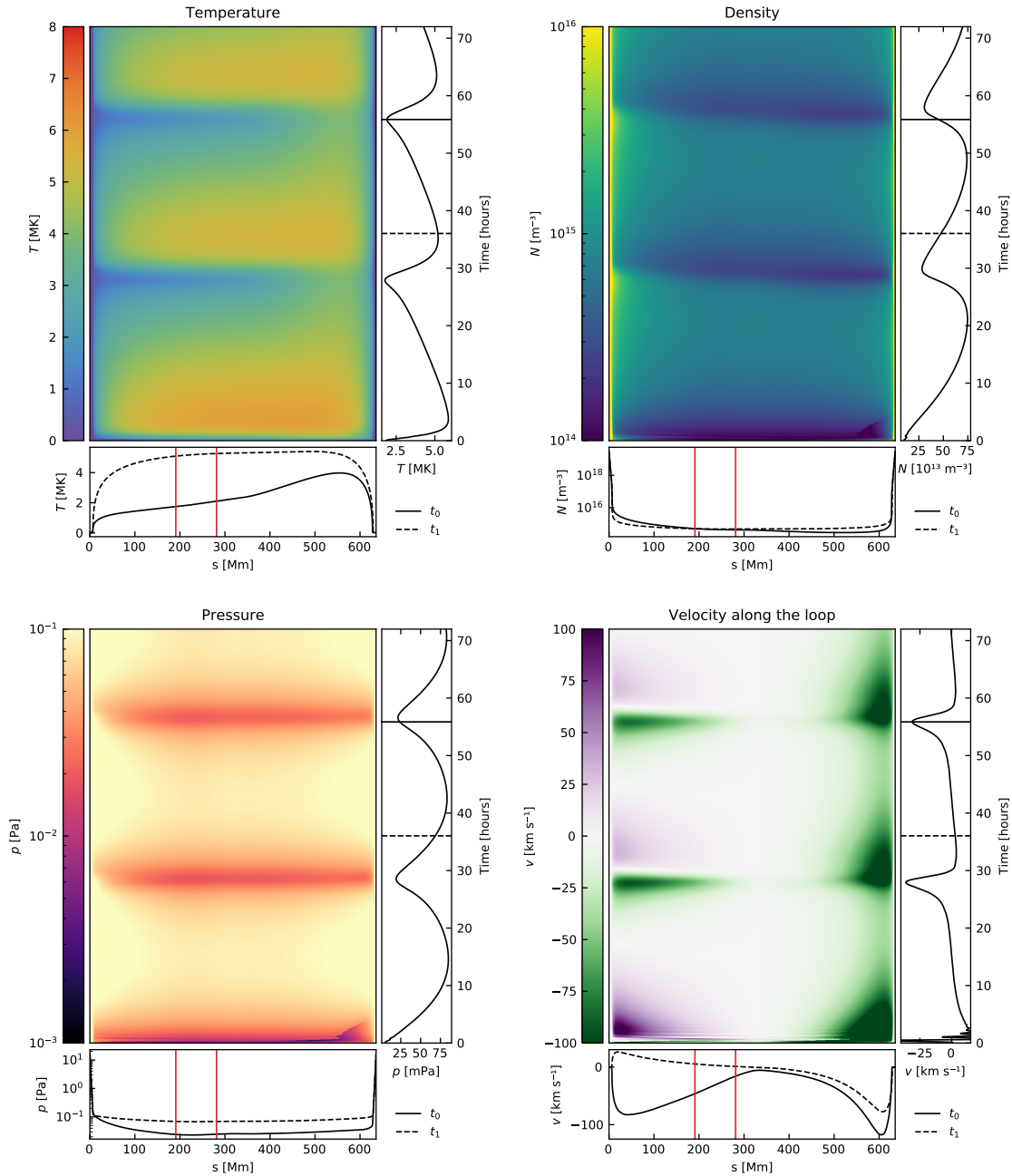


FIG. 4.13 Exemple de pulsations avec condensations incomplètes (IC) : évolution de la température, de la densité, de la pression, et de la vitesse. Le *panneau central* de chaque sous-figure donne ces grandeurs en fonction de la position le long de la boucle s , et du temps. Le *panneau de droite* montre l'évolution temporelle de la valeur moyennée autour de l'apex (zone indiquée par deux droites rouges sur le panneau en bas). Le *panneau du bas* montre le profil le long de la boucle aux temps t_0 et t_1 (marqués sur le panneau de droite). Cette simulation a été réalisée pour la ligne de champ A60, avec les paramètres de chauffage suivants : $H_0 = 0,016 \mu\text{W m}^{-3}$, $H_1/H_0 = 20\,480$, $\lambda_1 = 6,35 \text{ Mm}$ et $\lambda_2 = 58,1 \text{ Mm}$.

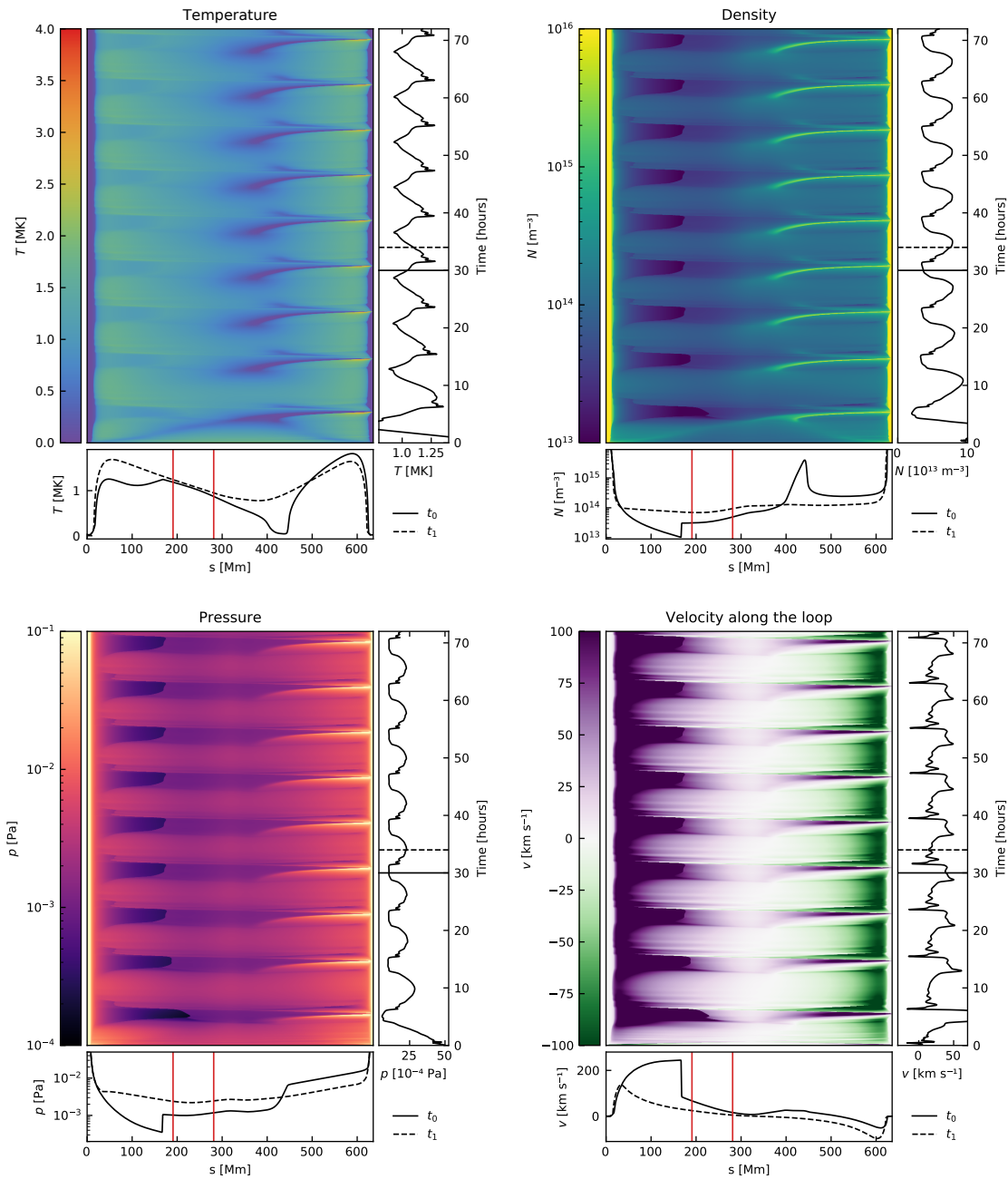


FIG. 4.14 Exemple de pulsations avec condensations complètes (présentation identique à la [figure 4.13](#)), dont l'évolution correspond le mieux à ce qui est observé avec *SDO/AIA*. Cette simulation a été réalisée pour la ligne de champ *A60*, avec les paramètres de chauffage suivants : $H_0 = 0,015 \mu\text{W m}^{-3}$, $H_1/H_0 = 20\,480$, $\lambda_1 = 15,0 \text{ Mm}$ et $\lambda_2 = 15,0 \text{ Mm}$.

On sélectionne trois simulations (encadrées sur la [figure 4.12](#)), pour lesquelles on présente l'évolution de la température, de la densité, de la pression, et de la vitesse.

La [figure 4.13](#) montre l'évolution pour un cas de pulsations avec des condensations incomplètes (IC). La température reste supérieure à 1,5 MK au cours du cycle, et atteint son maximum avant la densité, de manière analogue aux évolutions obtenues par [Mikić](#)

et al. (2013), Downs et al. (2016), ou Froment et al. (2017). Les variations de température et de densité sont accompagnées d'écoulements périodiques, qui montent de chaque pied de la boucle vers son sommet lorsque la température est maximale, et s'écoulent d'un pied à l'autre lorsqu'elle est minimale.

La figure 4.14 montre la température, la densité, la pression et la vitesse pour un cas de pulsations accompagnées de condensations complètes (CC). Les formes des profils d'évolution temporelle de ces grandeurs sont différentes de celles du cas précédent. Cependant, le phasage entre la température, la densité, et les écoulements reste comparable. Dans cette simulation, d'importantes condensations se forment près de l'apex et sont évacuées périodiquement vers l'un des pieds. Lorsque les condensations atteignent le pied de la boucle, une petite surdensité semble rebondir sur la photosphère et remonte vers l'apex. Cela est probablement un artefact de la simulation. Cette simulation est celle qui correspond le mieux aux observations, ce dont je discute plus loin (§ 4.3.6).

La figure 4.15 montre un exemple de condensation qui reste bloquée dans le creux au sommet de la boucle pendant toute la durée de la simulation. Une fois la condensation formée, elle est alimentée par des écoulements rapides ($\sim 120 \text{ km s}^{-1}$) provenant de chacun des pieds de la boucle. La condensation gagne de la masse en s'étendant spatialement, tandis que sa température et sa densité restent constantes. Cet effet est notamment visible sur les profils de densité le long de la boucle de la figure 4.15.

Les valeurs réduites pour l'ensemble des simulations réalisées pour les 6 boucles $A10$ à $A100$ sont données à la figure 4.16. La figure 4.16 (a) montre la répartition des types d'événements qui se développent dans les simulations. Une vaste partie de l'espace des paramètres subit du TNE, en particulier pour les petites valeurs de H_1/H_0 . Le TNE se manifeste soit sous forme de pulsations avec condensations complètes (ce qui est le cas pour la majorité des simulations), soit par formation d'une protubérance dans le creux au sommet de la boucle, ou encore sous forme de pulsations avec condensations incomplètes (ces dernières n'occupent qu'une toute petite partie de l'espace des paramètres). La protubérance se forme pour les simulations proches de la diagonale λ_1/λ_2 . Cela n'est pas surprenant car un chauffage trop asymétrique entraînerait des écoulements asymétriques depuis chaque pied de la boucle, qui pourraient pousser la condensation hors du creux présent à l'apex. À l'inverse, les condensations incomplètes se forment pour les chauffages les plus asymétriques et en bordure du domaine, ce qui avait déjà été noté par Froment (2016).

La figure 4.16 (b) montre la température maximale atteinte dans la partie coronale de la boucle durant la seconde moitié de la simulation. Les cycles de condensation et d'évaporation permettent d'atteindre des températures plus élevées, ce qui est cohérent avec les résultats de Froment et al. (2018). De plus la température décroît légèrement lorsque le facteur d'expansion augmente. Cela s'explique par le fait que lorsque le facteur d'expansion augmente, la même quantité d'énergie doit être répartie dans un volume plus grand.

La figure 4.16 (c) montre la densité électronique maximale atteinte dans la partie coronale de la boucle durant la seconde moitié de la simulation. La densité maximale est plus élevée dans les simulations proches de la diagonale $\lambda_1 = \lambda_2$. Cependant, elle n'est pas plus grande dans les simulations qui forment une protubérance que dans les autres simulations

4.3 MODÉLISATION DU TNE DANS LA BOUCLE DU RAIN BOW

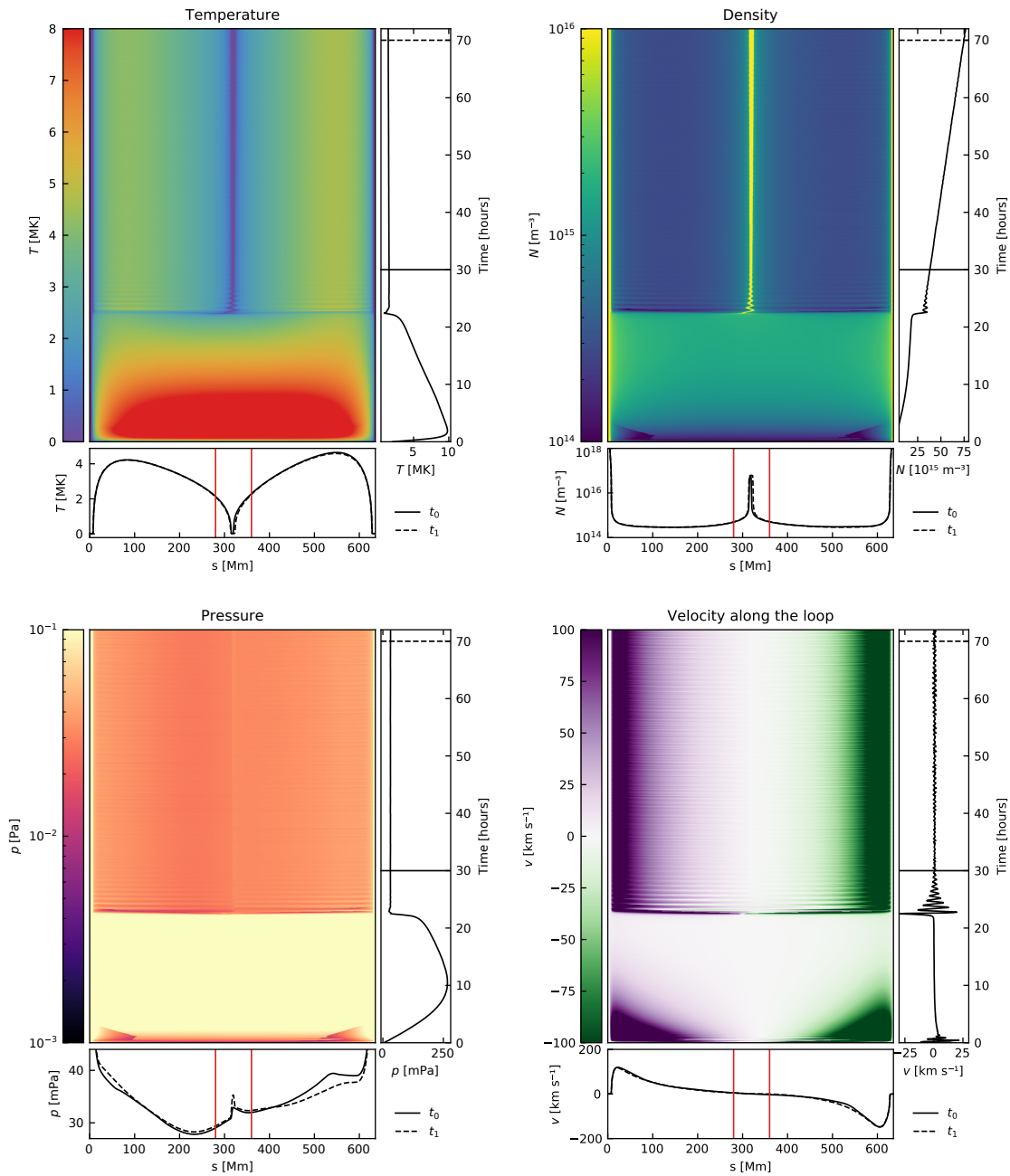


FIG. 4.15 Exemple de formation d'une protubérance dans les simulations (présentation similaire à la figure 4.13). Le *panneau de droite* de chaque sous-figure montre les valeurs moyennées autour de la protubérance (et non à l'apex), dans la zone délimitée par les deux lignes rouges dans le *panneau du bas*. Cette simulation a été réalisée pour la ligne de champ $A60$, avec les paramètres de chauffage suivants : $H_0 = 0,016 \mu\text{W m}^{-3}$, $H_1/H_0 = 20\,480$, $\lambda_1 = 58,1 \text{ Mm}$ et $\lambda_2 = 84,0 \text{ Mm}$.

contenant des condensations complètes périodiques. Par ailleurs, la densité augmente avec H_1/H_0 , et décroît légèrement avec A , ce qui explique pourquoi plus de simulations sont interrompues par des condensations trop denses lorsqu'on augmente le chauffage.

Enfin, les figures 4.16 (d), (e) et (f) donnent la vitesse moyennée durant la seconde moitié de la simulation à l'apex et dans chaque "jambe" de la boucle. Les simulations qui forment une protubérance présentent toutes des écoulements en direction du sommet de la boucle, qui sont d'autant plus rapides que le chauffage est important ($\sim 25 \text{ km s}^{-1}$ pour $H_1/H_0 = 1280$, et $> 75 \text{ km s}^{-1}$ pour $H_1/H_0 = 20480$). À l'inverse, des "siphon flows" se développent dans les simulations ne contenant pas de TNE. Le plasma s'écoule alors

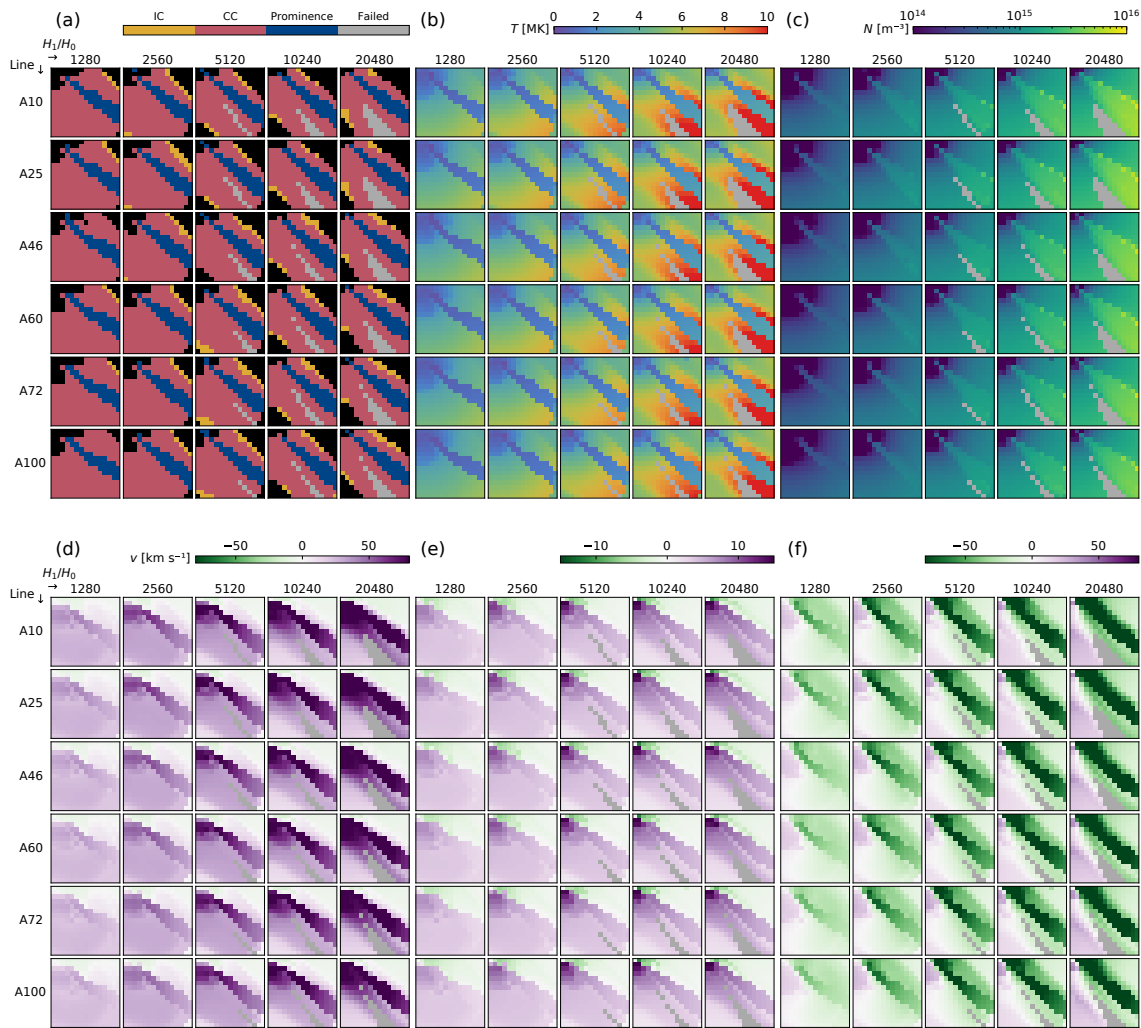


FIG. 4.16 Synthèse de l'espace des paramètres explorés avec la géométrie stéréoscopique. (a) type d'événement : pulsations avec condensations incomplètes (IC), avec condensations complètes (CC), formation d'une protubérance (Prominence), simulation interrompue (Failed) ; (b) température maximale dans la partie coronale de la boucle durant la seconde moitié de la simulation ; (c) densité maximale ; (d) vitesse moyennée dans la "jambe" gauche de la boucle, (e) vitesse moyennée à l'apex de la boucle, (f) vitesse moyennée dans la "jambe" droite de la boucle. Chacune des 6 sous-figures représente les 6750 simulations réalisées pour les boucles utilisant la géométrie issue de la reconstruction stéréoscopique S . Chaque vignette correspond à une valeur de H_1/H_0 (en colonne) et à un profil de facteur d'expansion (en ligne). À l'intérieur des vignettes, chaque pixel correspond à une valeur de λ_1 (en ordonnée) et de λ_2 (en abscisse), représentées aux mêmes emplacements que sur la figure 4.12.

du pied le plus chauffé vers le pied le moins chauffé. L'interprétation de ces vitesses moyennes est plus ardue pour les simulations contenant des pulsations, car le sens des écoulements change au cours d'un cycle.

4.3.4.2 Lignes de champ extrapolées

Je présente maintenant les simulations réalisées pour les lignes de champ extrapolées $E2$ et $E3$. Le but de cette étude paramétrique est de comprendre comment la présence du creux en haut des boucles reconstruites avec *STEREO* (géométrie S) modifie l'évolution de la boucle. Le facteur d'expansion est de 98 au sommet de la ligne $E2$, et de 13 au sommet de la ligne $E3$.

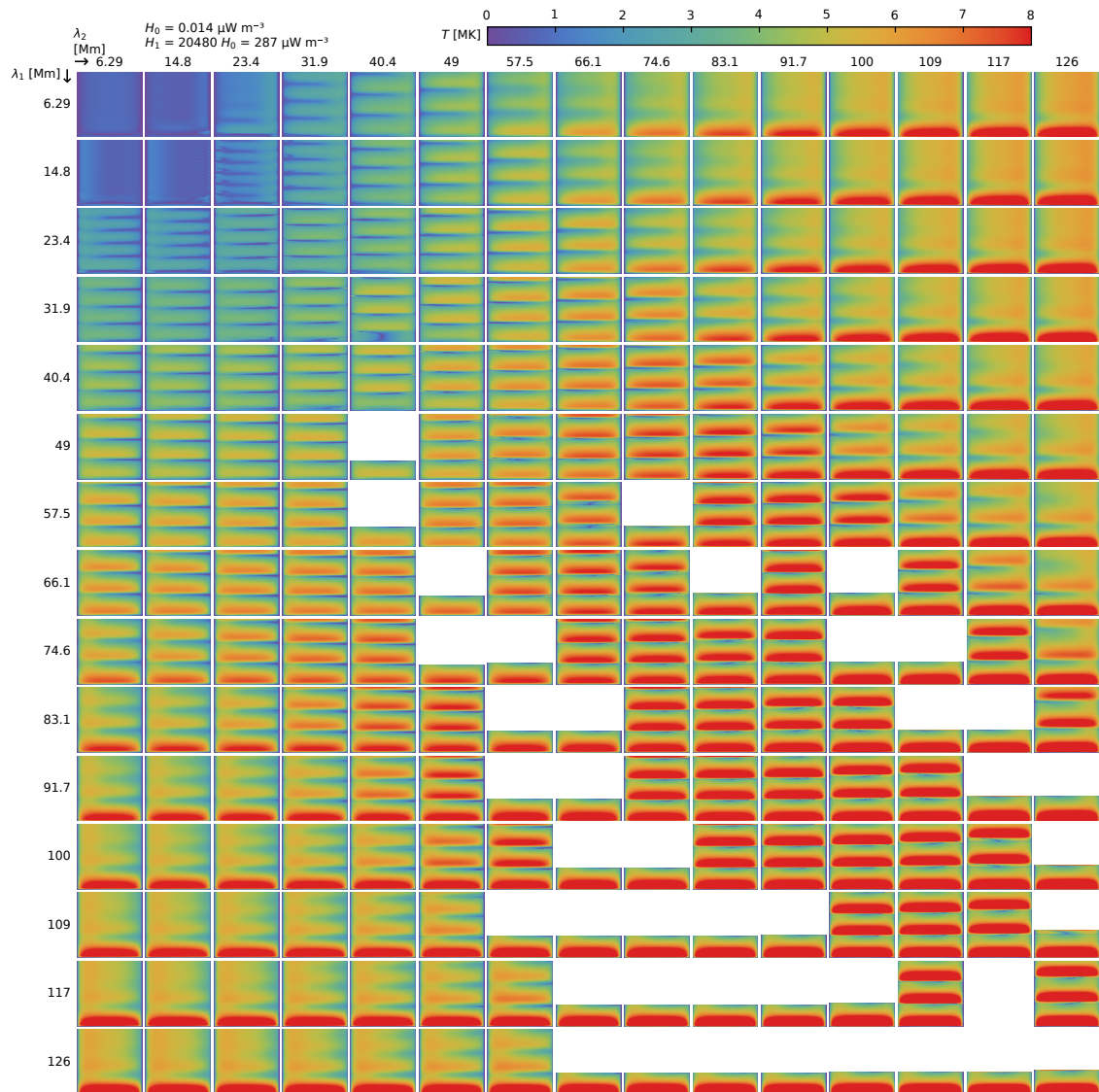


FIG. 4.17 Évolution de la température le long de la ligne de champ extrapolée $E2$ pour $H_0 = 0,014 \mu\text{W m}^{-3}$, $H_1/H_0 = 20\,480$ et toutes les valeurs de λ_1 et de λ_2 explorées. (Présentation identique à celle de la [figure 4.12](#).)

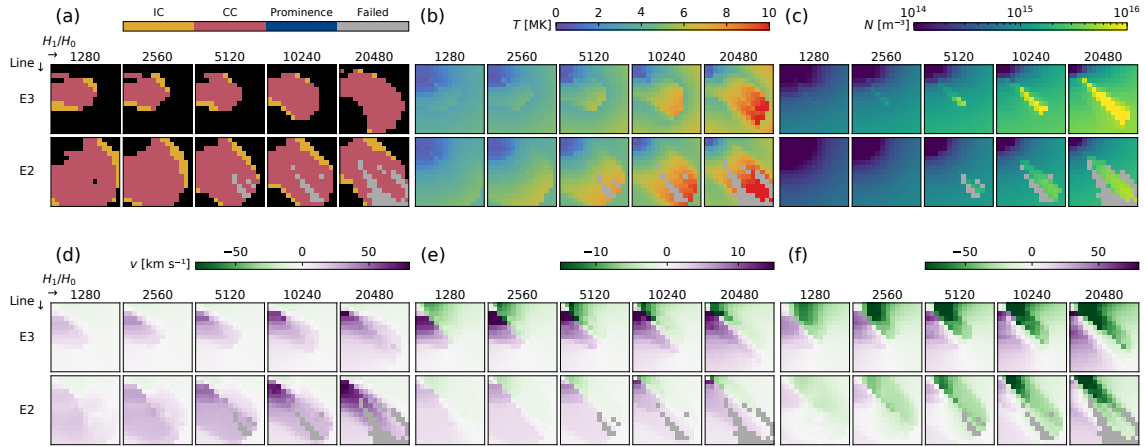


FIG. 4.18 Synthèse de l'espace des paramètres explorés pour les lignes de champ extrapolées $E2$ et $E3$. (Présentation similaire à la [figure 4.16](#).)

La [figure 4.17](#) montre l'évolution de la température pour les 225 simulations de la ligne $E2$ pour lesquelles $H_1/H_0 = 20\,480$. Aucune simulation ne forme de protubérance, car il n'y a pas de creux au sommet de cette ligne de champ. Cependant, les autres simulations ont des évolutions très similaires à celles observées pour la ligne $A60$ lorsqu'elle est soumise au même chauffage ([figure 4.12](#)). Les périodes observées pour les deux lignes de champ sont très proches, ce qui s'explique par le fait que les boucles ont quasiment la même longueur (629 Mm pour $E2$, et 635 Mm pour $A60$).

La [figure 4.18](#) montre la synthèse de l'étude paramétrique réalisée pour les deux boucles (cette figure est à comparer à la [figure 4.16](#)). Les types d'événements et les valeurs moyennes pour la ligne $E3$ sont comparables à ce qui est obtenu pour les lignes $A60$ à $A100$, sauf pour les simulations formant des protubérances.

Les simulations de la ligne $E2$, montrent que la présence du creux au sommet des boucles utilisant la géométrie S n'a pas d'effet significatif au-delà de la formation d'une protubérance lorsque le chauffage est symétrique.

4.3.5 Vérifications et discussion

4.3.5.1 Densité de la chromosphère

Pour les simulations du *rain bow*, j'ai dû imposer comme condition aux limites une densité chromosphérique plus élevée que celle utilisée par [Mikić et al. \(2013\)](#) et [Froment et al. \(2017, 2018\)](#) ($N_0 = 30 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ au lieu de $N_0 = 6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$). Pour tester l'effet de ce changement, j'ai réalisé deux simulations utilisant la même ligne de champ ($A10$) et les mêmes conditions de chauffage ($H_1/H_0 = 2560$ et $\lambda_1 = \lambda_2 = 40,8 \text{ Mm}$), avec les deux densités chromosphériques différentes. L'évolution de la densité obtenue est présentée à la [figure 4.19](#). L'augmentation de densité chromosphérique a pour effet d'augmenter l'épaisseur de la chromosphère, réduisant la longueur de la partie coronale de la boucle et réduisant légèrement la période des pulsations obtenues. Le comportement global du système reste par ailleurs inchangé. Il est donc important de comparer des simulations

réalisées avec les mêmes conditions aux limites, en particulier pour ce qui est de leurs périodes.

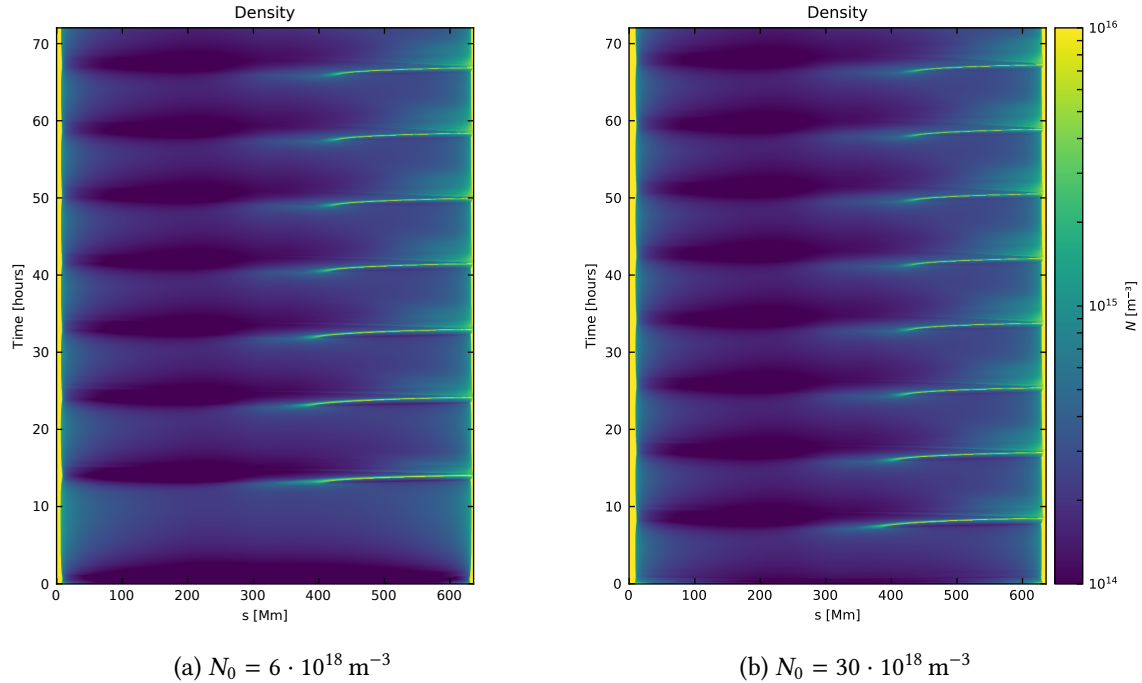
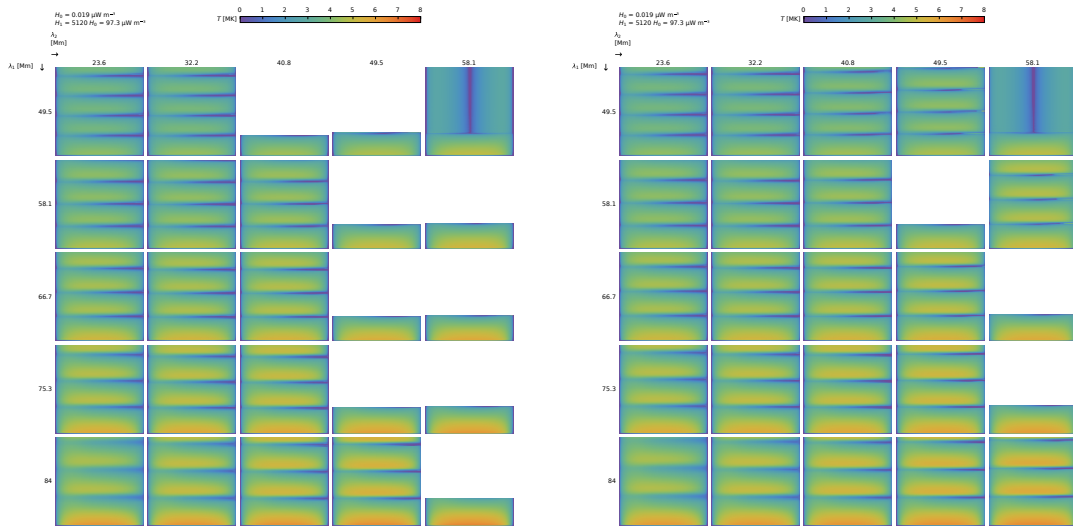


FIG. 4.19 Évolution de la densité le long de la boucle et au cours du temps pour deux simulations utilisant comme conditions aux limites des densités chromosphériques différentes. Les deux simulations utilisent la ligne de champ *A10* avec les paramètres de chauffage $H_0 = 0,02 \mu\text{W m}^{-3}$, $H_1/H_0 = 2560$ et $\lambda_1 = \lambda_2 = 40,8 \text{ Mm}$. L'augmentation de la densité chromosphérique entraîne un léger raccourcissement de la partie coronale de la boucle et de la période des pulsations, mais affecte peu le comportement global observé.

4.3.5.2 Gestion de la région de transition

J'ai également vérifié que les simulations donnaient des résultats comparables en utilisant la conductivité modifiée de [Linker et al. \(2001\)](#), [Lionello et al. \(2009\)](#), et [Mikić et al. \(2013\)](#) dans la chromosphère (voir § 4.3.1.1) avec une résolution de 10 000 points de grille le long de la boucle, et en utilisant la loi de Spitzer pour la conductivité avec 100 000 points de grille. Pour ce faire, j'ai simulé une portion de l'espace des paramètres dans ces deux cas (ligne de champ *A25*, $H_1/H_0 = 5120$, 5 valeurs de λ_1 entre 23,6 Mm et 58,1 Mm et de λ_2 entre 49,5 Mm et 84 Mm). Cette portion de l'espace des paramètres a été choisie pour contenir la plupart des comportements observés (pulsations avec condensations complètes et incomplètes, et formation de protubérance). Ces simulations sont présentées à la [figure 4.20](#). Les simulations utilisant la conductivité modifiée produisent des périodes légèrement plus courtes et sont plus facilement interrompues par des condensations trop denses, mais le comportement global des simulations abouties reste inchangé.



(a) Conductivité modifiée et 10 000 points de grille (b) Conductivité de Spitzer et 100 000 points de grille

FIG. 4.20 Simulation d'une portion de l'espace des paramètres, utilisant la conductivité modifiée dans la région de transition avec 10 000 points de grille (à gauche), et la conductivité de Spitzer avec 100 000 points de grille (à droite). (Présentation comparable à la figure 4.12.)

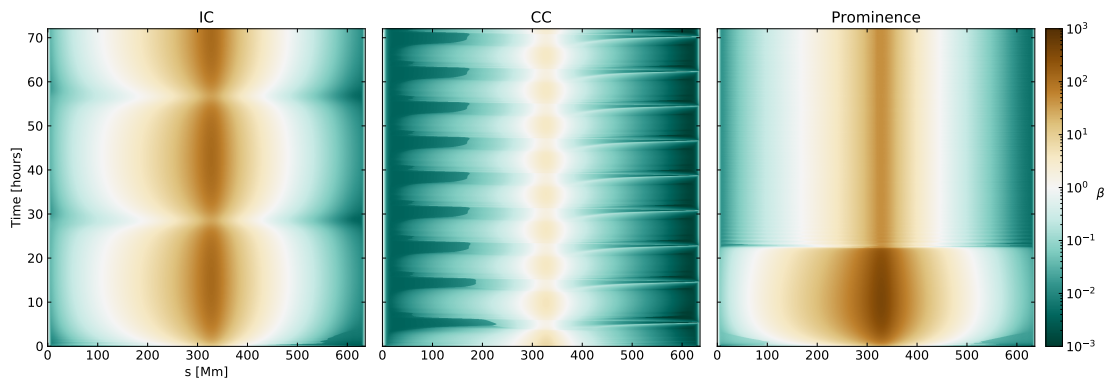


FIG. 4.21 Paramètre β du plasma pour les trois simulations présentées dans le texte : pulsations avec condensations incomplètes (IC ; voir figure 4.13), pulsations avec condensations complètes (CC ; figure 4.14), et formation d'une protubérance (figure 4.15). Ces trois simulations ont été réalisées pour la ligne de champ $A60$ et un chauffage $H_1/H_0 = 20\,480$.

4.3.5.3 Valeur de β dans les simulations

Comme dernière vérification, j'ai calculé le paramètre β du plasma pour les trois simulations du *rain bow* présentées en détail plus haut (figures 4.13, 4.14 et 4.15), en utilisant l'intensité du champ magnétique construit à partir des extrapolations (figure 4.10) et la pression issues des simulations. La figure 4.21 montre les valeurs de β obtenues. Dans les trois cas, on obtient des valeurs de $\beta > 1$ au sommet de la boucle, ce qui signifie que la pression du gaz domine sur la pression magnétique et que les hypothèses de la simulation ne sont pas vérifiées à cet endroit. Dans ces simulations, la pression au sommet de la boucle est de l'ordre de 10 mPa, ce qui est comparable aux valeurs données par Müller et al. (2005) ou par Froment et al. (2017). Les faibles valeurs de β obtenues ne sont donc pas dues à la pression mais au champ magnétique, qui est de l'ordre de 1 G au sommet des boucles et de 10 G à leurs pieds. Ces valeurs sont plus faibles d'un ordre de grandeur que celles généralement mesurées pour des boucles de région active (voir par exemple Aschwanden et al., 1999). Cependant, seul le facteur d'expansion du champ magnétique intervient dans les équations, et jamais sa valeur absolue. Par ailleurs, les extrapolations ont été réalisées à partir d'un magnétogramme basse résolution ($0,5^\circ \text{ px}^{-1}$ en coordonnées Carrington ; voir figure 4.5), ce qui a pour effet de réduire la valeur absolue du champ magnétique. Les faibles valeurs de β obtenues dans les simulations pourraient donc provenir de l'extrapolation du champ magnétique, sans pour autant affecter les résultats des simulations.

4.3.6 Quels sont les paramètres permettant de reproduire au mieux les observations ?

En cherchant la simulation de l'étude paramétrique reproduisant au mieux les observations, il est possible d'estimer les paramètres de chauffage et le facteur d'expansion du champ magnétique.

Les caractéristiques observationnelles à reproduire pour le *rain bow* sont les suivantes :

- pulsations d'intensité avec une période de 6,7 h ;
- écoulements importants de pluie coronale, associés aux pulsations.

La simulation qui reproduit au mieux ces observations est montrée à la figure 4.14. Elle a les caractéristiques suivantes :

- pulsations avec une période de 8 h ;
- écoulements importants de pluie coronale ;
- chauffage élevé ($H_1 = 20\,480H_0 = 307 \mu\text{W m}^{-3}$), et fortement stratifié (petites hauteurs d'échelle $\lambda_1 = \lambda_2 = 15 \text{ Mm} = 0,024L$) ;
- facteur d'expansion du champ magnétique à l'apex : $A_{\text{apex}} = 60$.

La période des pulsations produites dans cette simulation est un peu plus longue que celle observée, bien qu'il s'agisse de la simulation utilisant la géométrie stéréoscopique *S* qui produit les plus courtes périodes. Johnston et al. (2019) ont montré que la période des pulsations obtenues avec le code LareJ (Johnston et al., 2017a) peut augmenter si

le chauffage de fond (*i.e.* H_0) est trop élevé. Bien que je n’ai pas fait varier les valeurs de H_0 dans l’étude paramétrique, le chauffage de fond devrait être suffisamment faible pour ne pas influencer les périodes. En effet Johnston et al. (2019) rapportent que cet effet est significatif pour $H_0 > 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$ et $H_1/H_0 < 1000$, ce qui n’est pas le cas des paramètres explorés.

4.4 CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, j’ai présenté la première détection d’un événement de pluie coronale périodique (article Auchère et al., 2018, § 4.1), le “*rain bow*”. Cette détection confirme les résultats de nombreuses simulations de non-équilibre thermique (*e.g.* Martens & Kuin, 1983; Müller et al., 2003; Antolin et al., 2010; Froment et al., 2018), qui prédisent des cycles de condensation complète et d’évaporation.

Je présente ensuite la reconstruction de la géométrie de la boucle du *rain bow*. La forme de la boucle a été reconstruite par stéréoscopie à partir d’images dans la bande à 304 Å des imageurs SDO/AIA et STEREO B/SECCHI/EUVI. Par ailleurs, une approximation du facteur d’expansion a été obtenue par extrapolation du champ magnétique depuis des magnétogrammes de SDO/HMI. On obtient une boucle mesurant quasiment $1 R_\odot$ de longueur, dont le sommet comporte un creux. Ce creux permet d’expliquer pourquoi, vers la fin de la séquence d’observation, la pluie coronale semble rester au sommet de la boucle avant d’être évacuée.

En utilisant cette géométrie, j’ai réalisé une étude paramétrique de l’évolution du plasma dans la boucle pour différents facteurs d’expansion du champ magnétique et pour différents paramètres de chauffage (l’intensité du chauffage et les hauteurs d’échelle dans chaque jambe de la boucle). J’ai également réalisé des simulations avec une boucle sans creux à son sommet. Cette étude paramétrique permet de faire les observations suivantes :

- du TNE se développe dans une grande partie de l’espace des paramètres ;
- la présence de TNE se traduit le plus souvent par des cycles de condensation complète et d’évaporation, mais aussi par la formation d’une condensation semblable à une protubérance, qui reste dans le creux au sommet de la boucle ;
- les simulations où se développent des pulsations atteignent des températures plus élevées que celles sans pulsations (ce qui avait déjà été rapporté par Froment et al., 2018) ;
- la température augmente un peu lorsque le facteur d’expansion diminue, mais le résultat global des simulations dépend assez peu du facteur d’expansion.

De plus, on peut estimer les paramètres de chauffage du *rain bow* en cherchant la simulation qui reproduit le mieux les observations. On trouve que :

- la boucle du *rain bow* est soumise à un chauffage élevé ;
- le chauffage est asymétrique et très stratifié (la hauteur d’échelle vaut 2 % de la longueur de la boucle) ;

Par ailleurs, la présence du creux en haut de la boucle n'est pas nécessaire pour expliquer les observations, car un comportement similaire peut être obtenu avec une boucle sans creux.

Ces simulations montrent donc que du TNE se produit très facilement dans la boucle du *rain bow*, se traduisant soit par des condensations complètes, soit par la formation d'une protubérance. La formation de protubérances est ordinairement expliquée par du TNE et est bien reproduite dans des simulations 1D ou 2D (Antiochos & Klimchuk, 1991; Antiochos et al., 1999, 2000; Karpen et al., 2005; Karpen & Antiochos, 2008; Xia et al., 2011, 2014). Le fait que l'on puisse former des protubérances dans des conditions proches de celles qui permettent d'avoir des cycles de condensation et d'évaporation constitue donc un résultat important.

Les simulations réalisées pour le *rain bow* forment préférentiellement des condensations complètes (75 % des cas de TNE), tandis que les simulations du cas étudié par Froment et al. (2018, 2017, 2018) forment une plus grande proportion de condensations incomplètes (51 % des cas de TNE). Dans ces deux cas, les simulations forment donc préférentiellement le type de condensation observé. Cela suggère que le type de condensation observé n'est pas le résultat d'une adéquation très précise entre le chauffage et la géométrie de la boucle, mais est principalement influencé par la géométrie de la boucle. Le fait que l'on obtienne plus de condensations complètes avec le *rain bow* n'est pas dû à la présence du creux au sommet (88 % des cas de TNE obtenus avec les géométries sans creux sont des condensations complètes). Le fait que des condensations incomplètes se développent plus facilement dans la boucle étudiée par Froment et al. (2017, 2018) pourrait être expliqué par la présence d'un point nul magnétique près de l'un de ses pieds. Cette topologie pourrait de plus engendrer des reconnections du champ magnétique et générer un chauffage fortement asymétrique, ce qui favorise le développement de condensations incomplètes (Froment, 2016). Il serait intéressant de réaliser davantage de simulations pour comprendre comment la géométrie de la boucle favorise la formation de condensations complètes ou incomplètes. Cela pourrait être accompli en modifiant indépendamment certaines parties de la géométrie des boucles étudiées.

Ces simulations permettent de contraindre le chauffage auquel est soumis le *rain bow*. Je me suis cependant limité à un chauffage constant. Il serait intéressant de mener une étude paramétrique similaire en utilisant un chauffage impulsif et stochastique afin de contraindre les échelles temporelles du chauffage. De plus, on pourrait regarder comment l'évolution temporelle de la géométrie de la boucle affecte les pulsations obtenues, en réalisant des simulations pour des géométries reconstruites à différents instants de la séquence d'observation.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES : INTERPRÉTATION DES ÉCOULEMENTS ET CONSÉQUENCES SUR LE CHAUFFAGE DES BOUCLES CORONALES

5.1 Synthèse	109
5.2 Perspectives	113

Mon travail de thèse s’inscrit dans le contexte de l’étude du chauffage des boucles coronales, et plus particulièrement l’étude des cycles de non-équilibre thermique (TNE) qui se développent dans certaines boucles. Durant ces cycles, le plasma s’évapore (sa température augmente et sa densité diminue) et se condense (il refroidit et devient plus dense), avec des périodes allant de l’heure à la dizaine d’heures. Lorsque le plasma reste à des températures coronales durant tout le cycle, on parle de cycles de condensations incomplètes et d’évaporation. Lorsqu’il devient plus froid, on parle de condensations complètes. Les cycles se manifestent notamment par des pulsations dans l’intensité EUV émise par le plasma, ainsi que par des écoulements périodiques le long de la boucle. Les pulsations d’intensité sont détectées avec les imageurs EUV *SOHO/EIT* (Auchère et al., 2014) et *SDO/AIA* (Froment et al., 2015 ; Froment, 2016). Je présente la première détection des écoulements périodiques, qui n’avaient encore jamais été observés.

À l’aide d’observations spectroscopiques, j’ai pu détecter des écoulements de plasma à température coronale associés aux pulsations d’intensité de longue période (chapitre 3). Ces observations spectroscopiques ont nécessité de développer une nouvelle méthode pour aligner les données du spectromètre *Hinode/EIS* (chapitre 2). Par ailleurs, on détecte de la pluie coronale périodique (*i.e.* des condensations complètes) dans les images de *SDO/AIA* (chapitre 4). L’observation de ces deux types d’écoulements permet de confirmer que les pulsations d’intensité sont bien le résultat de cycles de TNE, et d’établir l’existence de cycles formant des condensations complètes (jusqu’à maintenant, on n’observait que des cycles avec des condensations incomplètes). J’ai par ailleurs étudié les écoulements de pluie coronale périodiques à l’aide de simulations numériques. Cette analyse permet de mieux comprendre comment la géométrie du chauffage et du champ magnétique influent sur le type de condensations (complètes ou incomplètes) formées.

Je présente ici une synthèse de ces résultats (§ 5.1) et les perspectives sur les pistes qui restent à explorer (§ 5.2).

5.1 SYNTHÈSE

Effets instrumentaux du spectromètre EIS

Au chapitre 2, je présente une revue complète des effets instrumentaux du spectromètre EIS qu’il a été nécessaire de corriger pour rechercher les écoulements de plasma à température coronale associés aux pulsations d’intensité détectées avec *SDO/AIA* (Froment

et al., 2015 ; Froment, 2016). J'ai identifié qu'il n'existe pas de méthode pour corriger systématiquement le *jitter* (une variation aléatoire rapide du pointage) et le roulis de l'instrument. Ces effets introduisent pourtant des erreurs de pointage pouvant aller jusqu'à 10'', et il est nécessaire de les corriger lorsqu'on analyse des séries temporelles de spectres ou que l'on compare les données EIS à celles d'autres instruments.

- J'ai mis au point une nouvelle méthode pour coaligner les rasters de EIS avec des images de AIA, qui permet de corriger le roulis et le *jitter* de l'instrument.
- En coalignant plus de 3500 rasters avec cette méthode, j'ai pu réaliser la première mesure systématique de l'angle de roulis de EIS.
- En comparant ces résultats avec un travail similaire réalisé pour *Hinode*/XRT (Yoshimura & McKenzie, 2015), je conclus que le roulis entre EIS et AIA est la somme d'une composante constante entre EIS et *Hinode*, et d'une composante dépendant du temps avec une période de 1 an entre *Hinode* et *SDO*.

Ces résultats sont présentés dans l'article Pelouze et al. (2019a). La méthode d'alignement mise au point m'a permis d'analyser convenablement les longues séries temporelles de spectres EIS utilisées pour détecter des écoulements de plasma à température coronale.

Détection d'écoulements de plasma à température coronale associés aux cycles de TNE

J'ai ensuite cherché à détecter des écoulements périodiques de plasma à température coronale ($T \gtrsim 1$ MK) associés à des pulsations d'intensité de longue période (chapitre 3). Pour ce faire, j'ai mesuré la vitesse Doppler de ces écoulements observés sur le disque avec le spectromètre EIS, en utilisant deux approches complémentaires : la recherche d'écoulements dans les archives de données et la construction d'une nouvelle campagne d'observations.

Pour la première approche, j'ai cherché dans les archives de données EIS des séries de rasters correspondant à l'observation de pulsations d'intensité détectées par Froment (2016) avec AIA.

- Avec ces données, j'ai pu détecter un petit nombre d'écoulements se produisant en même temps que les maximums des pulsations d'intensité. Cela confirme les prédictions des simulations de TNE qui prévoient ce genre d'écoulements et renforce l'interprétation que les pulsations d'intensité sont bien le résultat de cycles de TNE.
- Certains de ces cycles montrent des variations de la densité qui sont conformes aux prédictions des simulations, ainsi qu'une augmentation marginale de la largeur de la raie observée qui semble cohérente avec les écoulements mesurés.
- Ces mesures de vitesse, de densité et de largeur de raie sont cependant difficiles à réaliser, car les séries de rasters trouvées dans les archives n'ont pas simultanément la cadence et le rapport signal à bruit nécessaires à la détection des pulsations recherchées. J'ai réalisé des simulations de Monte-Carlo qui permettent de montrer que l'émission d'avant- et d'arrière-plan réduit l'amplitude des pulsations de vitesse attendues, les plaçant à la limite de détection de EIS.

Ces résultats sont présentés dans l'article Pelouze et al. (2019b, soumis à A&A).

Pour dépasser les limites des jeux de données existants, j'ai mis au point un programme d'observations coordonnées pour EIS et le spectromètre IRIS.

- Ce programme d'observations permet de faire le meilleur compromis entre la cadence, le rapport signal à bruit et le champ de vue, afin de maximiser les chances de détecter les écoulements périodiques recherchés.
- Il a été exécuté en octobre 2018, ce qui nous a permis de suivre une région active pendant 48 h. Cette région ne contenait malheureusement pas de pulsations d'intensité. Le programme sera réexécuté en septembre 2019.

Détection et simulation de pluie coronale périodique

Dans le [chapitre 4](#), je présente la détection et la simulation de pluie coronale périodique.

- L'article [Auchère et al. \(2018\)](#) présente la première détection avec AIA d'un cas de pluie coronale périodique associée à des pulsations d'intensité de longue période, le "rain bow". Cette détection confirme l'existence de cycles de TNE avec condensations complètes, qui étaient prédits par les simulations mais n'avaient pas encore été détectés.
- Nous avons reconstruit la géométrie tridimensionnelle de la boucle du *rain bow* à l'aide d'observations stéréoscopiques des imageurs *SDO/AIA* et *STEREO B/SECCHI/EUVI*. Nous avons également estimé le facteur d'expansion du champ magnétique avec des extrapolations réalisées à partir de magnétogrammes de *SDO/HMI*. Cette reconstruction montre que la boucle est relativement symétrique, avec un creux à son sommet.

J'ai ensuite réalisé des simulations numériques hydrodynamiques 1D de l'évolution du plasma le long de la boucle du *rain bow*. À l'aide de ces simulations, j'ai étudié l'évolution de la boucle pour différentes valeurs des paramètres de chauffage, du facteur d'expansion du champ magnétique, et avec ou sans creux au sommet de la boucle.

- Ces simulations montrent qu'une grande partie de l'espace des paramètres explorés subit du TNE, qui se manifeste majoritairement par des cycles de condensations complètes et d'évaporation, mais également par la formation d'une protubérance dans le creux au sommet de la boucle, ou des cycles de condensations incomplètes.
- Les simulations permettent de reproduire la pluie coronale périodique observée avec AIA et montrent que le *rain bow* est soumis à un chauffage élevé et très fortement stratifié.
- Les boucles qui développent des cycles de TNE atteignent des températures plus élevées que celles qui n'en développent pas (ce comportement avait déjà été noté par [Froment et al., 2018](#), pour des simulations d'un événement produisant des condensations incomplètes). Par ailleurs, l'évolution dans la boucle dépend assez peu du facteur d'expansion du champ magnétique, bien que la température diminue légèrement lorsque celui-ci augmente.
- En comparant cette étude paramétrique (dans laquelle se forment majoritairement des condensations complètes) avec une étude similaire réalisée par [Froment et al. \(2018\)](#), dans laquelle se forment surtout des condensations incomplètes, je conclus que le type de condensations formées lors des cycles de TNE dépend essentiellement de la

géométrie de la boucle, et dans une moindre mesure des paramètres de chauffage. La dépendance est comme suit :

- une boucle assez symétrique (comme le *rain bow*) semble favoriser la formation de condensations complètes, tandis qu’une boucle fortement asymétrique (comme c’est le cas chez [Froment et al., 2018](#)) semble favoriser des condensations incomplètes ;
- en second lieu, un chauffage assez symétrique favorise des condensations complètes, un chauffage plus asymétrique favorise des condensations incomplètes, et un chauffage très fortement asymétrique neutralise les cycles de TNE au profit d’un écoulement stationnaire allant du pied le plus chauffé vers celui le moins chauffé.

Cette interprétation se comprend physiquement par le fait qu’une géométrie ou un chauffage asymétriques favoriseront l’écoulement des condensations. Celles-ci pourront alors atteindre les pieds de la boucle et y être réchauffées avant d’avoir refroidi jusqu’à des températures chromosphériques, résultant en des condensations incomplètes. Dans le cas où la boucle et le chauffage sont symétriques, le plasma s’accumule en haut de la boucle, où l’absence de chauffage fait qu’il refroidit plus et forme des condensations complètes.

Interprétation unifiée des écoulements associés à des cycles de condensation et d’évaporation

L’observation combinée d’écoulements à température coronale ($T \sim 1$ MK) et de pluie coronale périodique (détectée à $T \sim 0,1$ MK), ainsi que le fait que ces écoulements soient fidèlement reproduits par des simulations de cycles de TNE, permettent de conclure que ces deux phénomènes ont bien la même origine physique. Ces deux types d’écoulements se produisent lors de cycles d’évaporation et de condensation qui résultent du TNE dans les boucles, lui-même résultant d’un chauffage stratifié et quasi-constant. Le type des condensations formées dépend principalement de la géométrie de la boucle, et dans une moindre mesure de l’asymétrie du chauffage.

Conséquences sur le chauffage des boucles coronales

La détection de ces écoulements permet par ailleurs de renforcer l’interprétation que les pulsations d’intensité de longue période détectées dans les boucles coronales sont le résultat de cycles de TNE. Or ces pulsations sont très répandues (pour la moitié des régions actives observées, [Auchère et al., 2014](#) et [Froment, 2016](#) détectent un événement de pulsations visuellement associé à des boucles). Cela suggère que les boucles coronales sont chauffées d’une manière qui favorise le développement de TNE, c’est-à-dire par un chauffage quasi-constant, et fortement stratifié au niveau de leurs pieds. Il faut cependant garder en tête que le chauffage des boucles coronales est sûrement la combinaison de plusieurs mécanismes, qui peuvent se combiner différemment selon la région considérée et ne pas toujours favoriser le développement de TNE.

5.2 PERSPECTIVES

Je liste ici les questions qui découlent des travaux présentés dans ce manuscrit, et comment ceux-ci pourraient être étendus.

L'analyse spectroscopique des écoulements avec EIS pourrait être étendue en termes d'observations et de simulations. On pourrait notamment utiliser les jeux de données spectroscopiques pour étudier la répartition en température du plasma dans les boucles observées. Avec ces données, il serait en effet possible de mieux contraindre la DEM qu'avec les données AIA, notamment à plus basse température (typiquement entre 0,1 et 1 MK). Cela permettrait de déterminer la température minimale atteinte par les condensations. Avec un spectromètre plus sensible que EIS, on pourrait également mesurer la vitesse des écoulements en fonction de la température, par exemple en reconstruisant une DEM tenant compte de la vitesse (VDEM, voir [Cheung et al., 2019](#)).

Par ailleurs, il serait avantageux de réaliser plus de simulations pour mieux comprendre les vitesses mesurées, ainsi que les effets d'intégration le long de la ligne de visée. On pourrait d'une part réaliser des simulations pour chacun des cas observés, en utilisant des extrapolations de champ magnétique. Cela permettrait de prédire au cas par cas la vitesse des écoulements attendus et d'améliorer l'interprétation des mesures. D'autre part, il serait intéressant de réaliser des simulations 2D ou 3D pour caractériser l'effet de l'intégration le long de la ligne de visée. On pourrait notamment calculer des profils de raies synthétiques à partir de ces simulations pour prédire les signatures spectrales des écoulements.

Les résultats des simulations de pluie coronale périodique soulèvent de nombreuses questions. Il faut maintenant comprendre plus en détails comment la géométrie de la boucle favorise la formation de condensations complètes ou incomplètes. Pour ce faire, on pourrait réaliser des simulations en faisant varier indépendamment plusieurs paramètres de la géométrie de la boucle (par exemple le degré d'asymétrie ou la présence d'un creux au sommet de la boucle).

Par ailleurs, il faut encore explorer comment la distribution temporelle du chauffage influe sur le développement de cycles de TNE. On sait déjà que les cycles de TNE requièrent un chauffage quasi-constant (c'est-à-dire que le temps de répétition du chauffage est petit devant le temps de refroidissement du plasma). Même s'il existe déjà quelques études sur ce sujet (e.g. [Susino et al., 2010](#) ; [Johnston et al., 2019](#)), l'effet du temps de répétition sur les paramètres des cycles de TNE (notamment leurs périodes et le type des condensations formées) n'est pas encore bien compris. On pourrait explorer cette partie de l'espace des paramètres en implémentant dans les simulations présentées au [chapitre 4](#) un chauffage impulsif stochastique, composé d'événements localisés spatialement et temporellement. Les événements devraient être choisis de sorte que leur temps de répétition soit inférieur au temps de refroidissement de la boucle, et que leur distribution spatiale soit fortement stratifiée. Les paramètres à explorer seraient alors la durée des événements, leur dimension spatiale, et leur répartition en énergie en fonction du temps de répétition.

Un troisième paramètre à explorer est l'évolution de la géométrie du champ magnétique. En effet, il est peu probable que celle-ci reste constante pendant toute la durée de vie

d'une région active, et son évolution devrait influencer la périodicité des cycles obtenus. On pourrait alors envisager des cycles de TNE non périodiques, durant lesquels l'évolution du champ magnétique modifierait la durée d'un cycle. Dans ce cas, la proportion de boucles développant des cycles de TNE serait bien plus importante que ce qu'on peut estimer en détectant des pulsations d'intensité, qui sont strictement périodiques (Auchère et al., 2014 ; Froment, 2016). Il est donc important de caractériser cet effet.

Enfin, la prochaine grande étape dans l'étude des cycles de TNE est d'essayer de les reproduire dans des simulations contenant un mécanisme de chauffage physique autocohérent, dans lesquelles on ne se contente pas de déterminer la réponse de la boucle à un chauffage forcé. Ces simulations sont cependant plus complexes, car elles requièrent de simuler l'évolution MHD de la boucle. De plus, produire du TNE dans une simulation nécessite d'implémenter une zone chromosphérique à chaque pied de la boucle. Cela implique des gradients de température et de densité très abrupts, dont le traitement numérique constitue un défi important, surtout dans des simulations MHD.



ARTICLE : “THE CORONAL MONSOON : THERMAL NONEQUILIBRIUM REVEALED
BY PERIODIC CORONAL RAIN” ([AUCHÈRE ET AL., 2018](#))



The Coronal Monsoon: Thermal Nonequilibrium Revealed by Periodic Coronal Rain

Frédéric Auchère¹, Clara Froment^{2,3}, Elie Soubrié^{1,4}, Patrick Antolin⁵, Ramon Oliver^{4,6}, and Gabriel Pelouze¹

¹Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Bât. 121, F-91405 Orsay, France; frederic.auchere@ias.u-psud.fr

²Roseland Centre for Solar Physics, University of Oslo, P.O. Box 1029 Blindern, NO-0315 Oslo, Norway

³Institute of Theoretical Astrophysics, University of Oslo, P.O. Box 1029, Blindern, NO-0315, Oslo, Norway

⁴Institute of Applied Computing and Community Code, Universitat de les Illes Balears, E-07122 Palma de Mallorca, Spain

⁵School of Mathematics and Statistics, University of St Andrews, St Andrews, Fife KY16 9SS, UK

⁶Departament de Física, Universitat de les Illes Balears, E-07122 Palma de Mallorca, Spain

Received 2017 November 17; revised 2017 December 18; accepted 2018 January 3; published 2018 February 5

Abstract

We report on the discovery of periodic coronal rain in an off-limb sequence of *Solar Dynamics Observatory*/Atmospheric Imaging Assembly images. The showers are co-spatial and in phase with periodic (6.6 hr) intensity pulsations of coronal loops of the sort described by Auchère et al. and Froment et al. These new observations make possible a unified description of both phenomena. Coronal rain and periodic intensity pulsations of loops are two manifestations of the same physical process: evaporation/condensation cycles resulting from a state of thermal nonequilibrium. The fluctuations around coronal temperatures produce the intensity pulsations of loops, and rain falls along their legs if thermal runaway cools the periodic condensations down and below transition-region temperatures. This scenario is in line with the predictions of numerical models of quasi-steadily and footpoint heated loops. The presence of coronal rain—albeit non-periodic—in several other structures within the studied field of view implies that this type of heating is at play on a large scale.

Key words: Sun: corona – Sun: UV radiation

Supporting material: animation

1. Context

Discovered in the 1970s (Kawaguchi 1970; Leroy 1972), coronal rain is defined observationally as transient, elongated, fine-structured blob-like features falling along coronal loops and visible mostly off-limb in cool (chromospheric) spectral lines (Schrijver 2001; De Groof et al. 2004, 2005; Antolin et al. 2010; Antolin & Verwichte 2011; Antolin & Rouppe van der Voort 2012; Vashalomidze et al. 2015). These blobs are now understood from many numerical simulations—either hydrodynamic in one dimension (1D, Kuin & Martens 1982; Martens & Kuin 1983; Antiochos & Klimchuk 1991; Karpen et al. 2001, 2005; Müller et al. 2003, 2004; Karpen & Antiochos 2008; Xia et al. 2011; Mikić et al. 2013) or magnetohydrodynamic (MHD) in 1.5 (Antolin et al. 2010), 2.5 (Fang et al. 2013, 2015), or 3 dimensions (3D, Moschou et al. 2015; Xia et al. 2017)—to be cold condensations formed by runaway cooling: in the corona, the increasing radiative losses with decreasing temperature causes positive feedback if the heat input is insufficient to maintain the energy balance. This happens in coronal loops heated steadily (which encompasses the quasi-steady case of impulsive heating with interruptions shorter than the cooling time) and predominantly at their footpoints. Under these conditions a loop is in a state of thermal nonequilibrium (TNE) in which no equilibrium exists (Antiochos et al. 1999), resulting in an intrinsically dynamic behavior. Heating concentrated at both ends of a low-density flux tube progressively fills it with evaporated hot plasma. The mass of plasma builds up so that at some point the thermal conduction does not transport enough heat along the loop to sustain its temperature, which locally renders the plasma thermally unstable (Parker 1953; Field 1965). Any additional mass then initiates runaway cooling and the ensuing condensation—the “rain”—rapidly grows to ultimately fall into the chromosphere, thus draining the loop down to its initial lower density. In the flare-driven scenario, the rain is triggered in otherwise quiescent loops

by a single and long enough burst of intense footpoint heating (Scullion et al. 2016). But if both the geometry and the heating are steady, the process repeats itself over and over again.

This periodic behavior is a prominent feature of most of the above-cited 1D numerical simulations of TNE because they impose a static geometry and an ad-hoc stratified and constant heating function. Similarly, all multi-dimensional simulations to date impose static or quasi-static magnetic boundary conditions and a heating that is usually a function of the magnetic field strength. These setups produce long-lasting magnetic loop bundles (with little geometric evolution) that develop TNE cycles if the model is run for a long enough time, as in Fang et al. (2015). However, while the periodicity of the plasma response is a strong prediction of the models (1D–3D), the existence in reality of persistent TNE cycles and of the associated periodic coronal rain in the same coronal loop bundle is not straightforward. Both observations and self-consistent 3D MHD large-scale simulations indicate, respectively, strong variability of the intensity (Reale 2014) and connectivity of magnetic field lines (Gudiksen & Nordlund 2005) that seemingly make it unlikely that TNE could be maintained for several cycles. To the best of our knowledge, while coronal rain is a recurring phenomenon (Antolin & Rouppe van der Voort 2012), it has never been reported to be periodic. This is either because the observations are usually significantly shorter than the duration of a TNE cycle (several hours or tens of hours), or because the natural variations of the heating and geometry produce cycles of varying duration and possibly the return to equilibrium.

Processing more than 13 years of quasi-continuous 12 minute-cadence observations with the 19.5 nm passband of the *Solar and Heliospheric Observatory* (Domingo et al. 1995) Extreme-ultraviolet Imaging Telescope (Delaboudinière et al. 1995), we discovered 499 periodic (3–16 hr) intensity pulsation

events in on-disk active regions, 268 of which are clearly associated with loops, and some lasting for up to six days (Auchère et al. 2014). Froment (2016) found more than 2000 similar events in six years of images taken in the six coronal passbands of the *Solar Dynamics Observatory* (*SDO*; Pesnell et al. 2012) Atmospheric Imaging Assembly (AIA; Lemen et al. 2012). For three of these events, Froment et al. (2015) demonstrated by differential emission measure (DEM) analysis (Guennou et al. 2012a, 2012b, 2013) that the intensity pulsations were caused by periodic fluctuations of the temperature, DEM, and emission measure (EM), with the EM peaking after the temperature, as expected in the above-described scenario. Froment et al. (2017) went on to numerically simulate the TNE state of one of these loops and successfully reproduced the observed light curves. The loop geometry and heating conditions can thus be steady enough to maintain a state of TNE for at least 15 of these 9 hr cycles. However, while it emerges that coronal rain and intensity pulsations are two different manifestations of the same underlying process, coronal rain could not be detected as might have been expected in the 30.4 nm passband of *SDO*/AIA during the coolest phases of the cycles. This is either because the loops were in a specific regime of TNE in which the condensations are siphoned away before they can reach lower TR temperatures (as suggested by Froment et al. 2017), or because of detection limitations, like rain occurring at spatial scales too small to be resolved by AIA, or poor distinguishability of the blobs against the fine-structured underlying background.

In this paper, we present new observations of coronal loops in thermal nonequilibrium that exhibit both intensity pulsations and periodically recurring coronal rain, thus definitely unifying the two phenomena. The selected event was dubbed the “Rain Bow” because the “rain” occurs along a large “bow” of loops. It is described in Section 2, which is organized as follows:

1. Section 2.1 describes the properties of the periodic signal: Section 2.1.1 details the statistics used to establish the significance of the detection. Section 2.1.2 shows that the observed periodic signal is not the signature of a vibration mode but that of a cyclical process. Section 2.1.3 explains the effect of background and foreground emission on the signal strength in the different AIA passbands.
2. Section 2.2 demonstrates that the loops are cooling periodically. At this point, we conclude that the present coronal pulsations are an off-disk equivalent to those observed on-disk by Froment et al. (2015).
3. Section 2.3 then describes the 30.4 nm rainfalls occurring during the coolest parts of the TNE cycles.

Finally, our findings and their interpretation are summarized in Section 3.

2. The “Rain Bow”

The event described below was selected among those discovered⁷ in the archive of AIA images using the automated detection code developed by Auchère et al. (2014), modified to

⁷ About 3000 events have been detected. Statistics similar to those given in Auchère et al. (2014) and Froment (2016) for the on-disk events are being worked out.

run off-disk since coronal rain is otherwise notably difficult to observe with imaging instruments alone (Antolin & Rouppe van der Voort 2012; Antolin et al. 2012). The feature tracking in heliographic coordinates was thus switched off and the temporal intervals limited to 2.5 days in order to limit the apparent height variation of the structures as they rotate around the limb. For a given region of interest (ROI), the code triggers on the presence of clusters of significant coherent power in the corresponding cube of Fourier power spectra.

2.1. Properties of the Periodic Signal

In this section and the next, we redo the detection analysis as in the automated code but at higher spatial and temporal resolutions, and we demonstrate that the observed off-disk coronal pulsations have spectral properties identical to those of the on-disk events of Froment et al. (2015, 2017). The 30.4 nm signal associated with the rain will be discussed in Section 2.3.

The “Rain Bow” event was initially detected at 17.1 nm in the period from 2012 July 23 at 00:00 UT to 2012 July 25 at 12:00 UT. For the following analysis, the ROI is restricted to the sector of Sun-centered annulus enclosing the system of large trans-equatorial loops visible above the east limb (Figure 1). The ROI is sampled on a regular 1250×400 polar coordinates grid (corresponding to about one sample per AIA pixel at the limb) with a cadence of one minute.

2.1.1. Detection Statistics

The power spectral distribution (PSD) is computed independently for each of the 5×5 spatially binned light curves. For each PSD, the significance of a peak of power at a given frequency ν must be determined with respect to the mean value $\sigma(\nu)$ of the power expected at this frequency from random fluctuations in the absence of a coherent signal (see Section 3 of Auchère et al. 2016a). While many coronal time series have power-law-like PSDs (Gruber et al. 2011; Auchère et al. 2014; Froment et al. 2015; Inglis et al. 2015, 2016; Ireland et al. 2015; Threlfall et al. 2017), finding a generic model of noise able to accurately reproduce all the observed spectral shapes has proved to be challenging (Threlfall et al. 2017). Since periodic signals affect isolated frequency bins, this problem is circumvented in our code by estimating the expected power at each frequency from its average over the 18 neighboring bins. The *global*⁸ probability for at least one peak of power greater than $m\sigma(\nu)$ to occur by chance among the $N/2$ frequency bins is then given by

$$P_g(m) = 1 - (1 - e^{-m})^{N/2}, \quad (1)$$

$N = 3600$ being the number of data points of the time series (Scargle 1982; Gabriel et al. 2002; Auchère et al. 2016a). Figure 2 gives the 17.1 nm Fourier power normalized to $\sigma(\nu)$ in the ROI (upper color scale) in three contiguous frequency bands (37.1, 41.7, and 46.3 μHz). The lower color scale gives the *global* level of confidence $1 - P_g(m)$ that the normalized power m at each point is due to a coherent signal in the corresponding light curve. Due to the large number of frequency bins, it remains below 1% for powers up to almost 6σ , then quickly rises to reach 95% at 10.5σ (red contours) and

⁸ *Global* confidence levels take into account the total number of degrees of freedom in the spectra, as opposed to *local* confidence levels that apply to individual frequencies and/or dates (Auchère et al. 2016a).

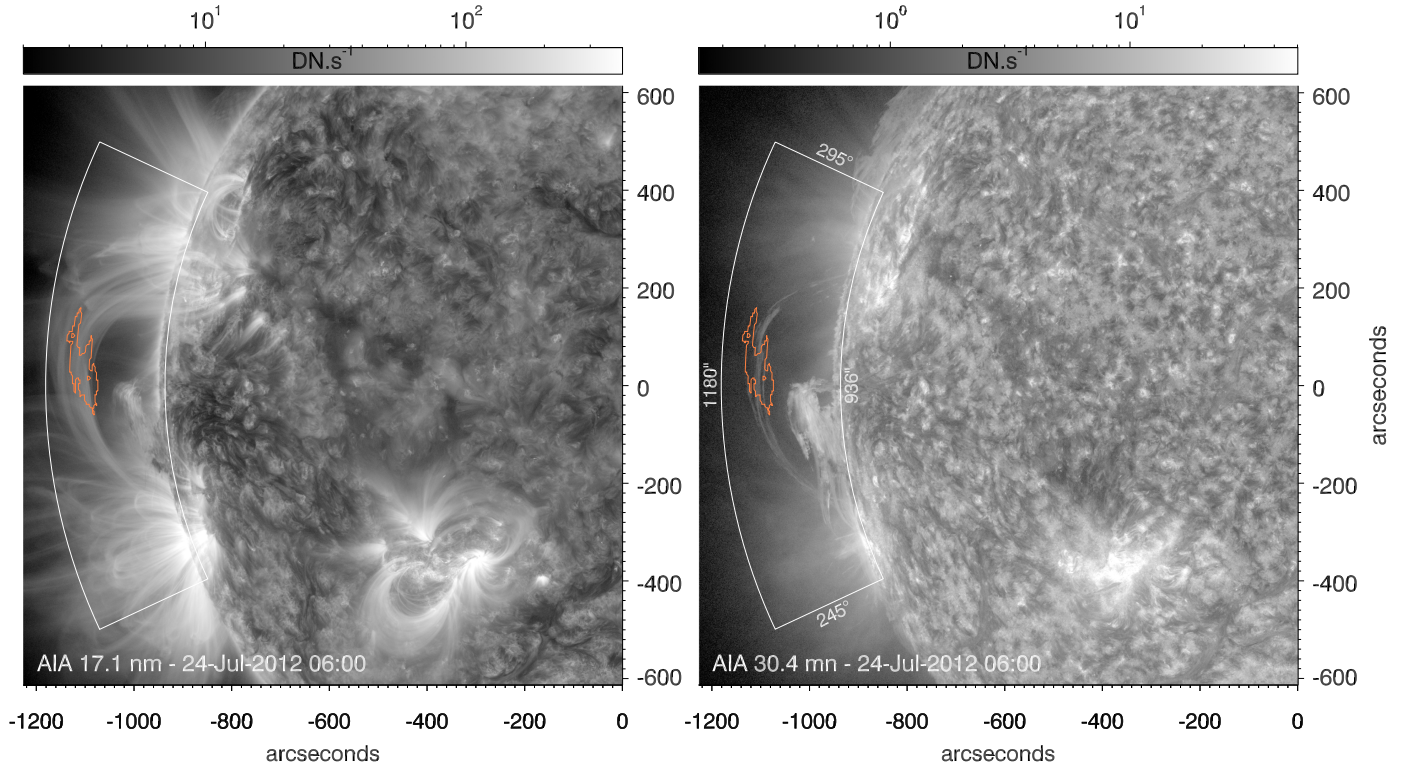


Figure 1. ROI overplotted in white on two simultaneous 17.1 nm (left) and 30.4 nm (right) AIA context images taken at the middle of the sequence. Excess Fourier power is detected inside the orange contour (Figure 2).

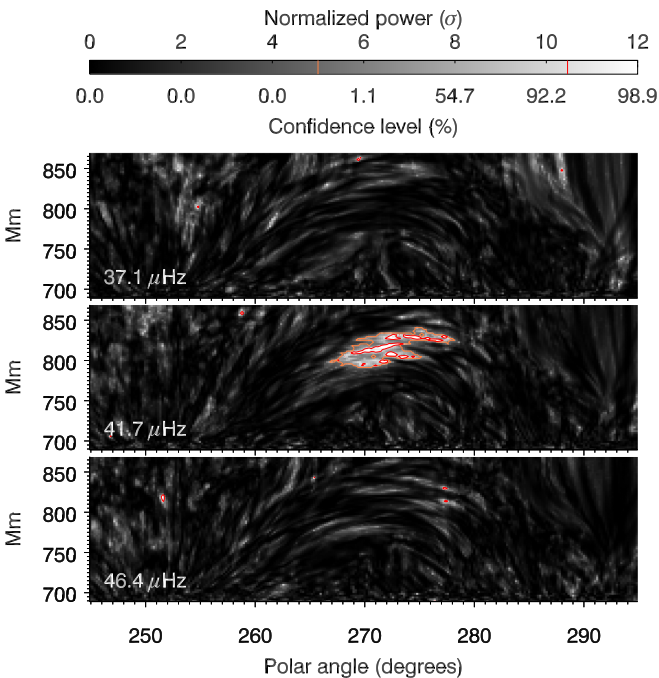


Figure 2. Maps of Fourier power at 17.1 nm normalized to its expected value $\sigma(\nu)$ in the absence of a coherent signal, in three contiguous frequency bands. Values above the 95% confidence level (10.5σ , red contours) only have a 5% chance to be random fluctuations in the corresponding PSDs. They group within the $41.7 \mu\text{Hz}$ frequency band (6.7 hr) in several arc-shaped regions which, along with the surrounding area (5σ , orange contour), match the top of trans-equatorial loops (Figure 1).

99% at 12.1σ . A group of arc-shaped regions surpassing the global 95% confidence level in the $41.7 \mu\text{Hz}$ band (6.7 hr) outline the top of the trans-equatorial loops of Figure 1. This

group is part of a larger area, sharply defined both spatially and in frequency, in which the power is everywhere greater than 5σ (orange contour), as for the three on-disk cases of Froment et al. (2015). While the probability to have at least one spectral bin above 5σ in a PSD is close to one, the probability to have this many contiguous spatial bins above that level within a frequency band is practically equal to zero.

The light curves are then averaged over this region in order to maximize the ratio between the oscillatory signal and the noise. The top left panel of Figure 3 shows the resulting 17.1 nm time series normalized to its standard deviation σ_0 . Fourier and Morlet wavelet analysis, performed exactly as described in Auchère et al. (2016a, 2016b), confirm the significance of the detection. The histogram-style curve of the right panel is the Fourier power spectrum of the Hann-apodized time series. The solid red curve is the least-squares fit of this spectrum with the model of power $\sigma(\nu)$ introduced by Auchère et al. (2016a, 2016b, and Section 2.1.2 below). The peak of Fourier power at $41.7 \mu\text{Hz}$ (6.7 hr) labeled h1 exceeds the 95% global confidence level (gray curve) and reaches 30.2σ , which corresponds to a random occurrence probability $P_g(m) = 1.4 \times 10^{-10}$. The same information is displayed in the middle panel after whitening of the spectrum, i.e., normalization to $\sigma(\nu)$.

The bottom left panel shows the whitened wavelet spectrum of the zero-padded time series. The power at $41.7 \mu\text{Hz}$ exceeds the 95% local confidence level (orange contours) for the entire duration of the sequence, with a maximum above the 95% global confidence level (yellow contours) 18 hr after the beginning. Such a long-lived structure has a 4.7×10^{-9} random occurrence probability. This produces a 11.7σ peak in the time-averaged wavelet spectrum (black curves in the middle and right panels) that lies above the 95% global

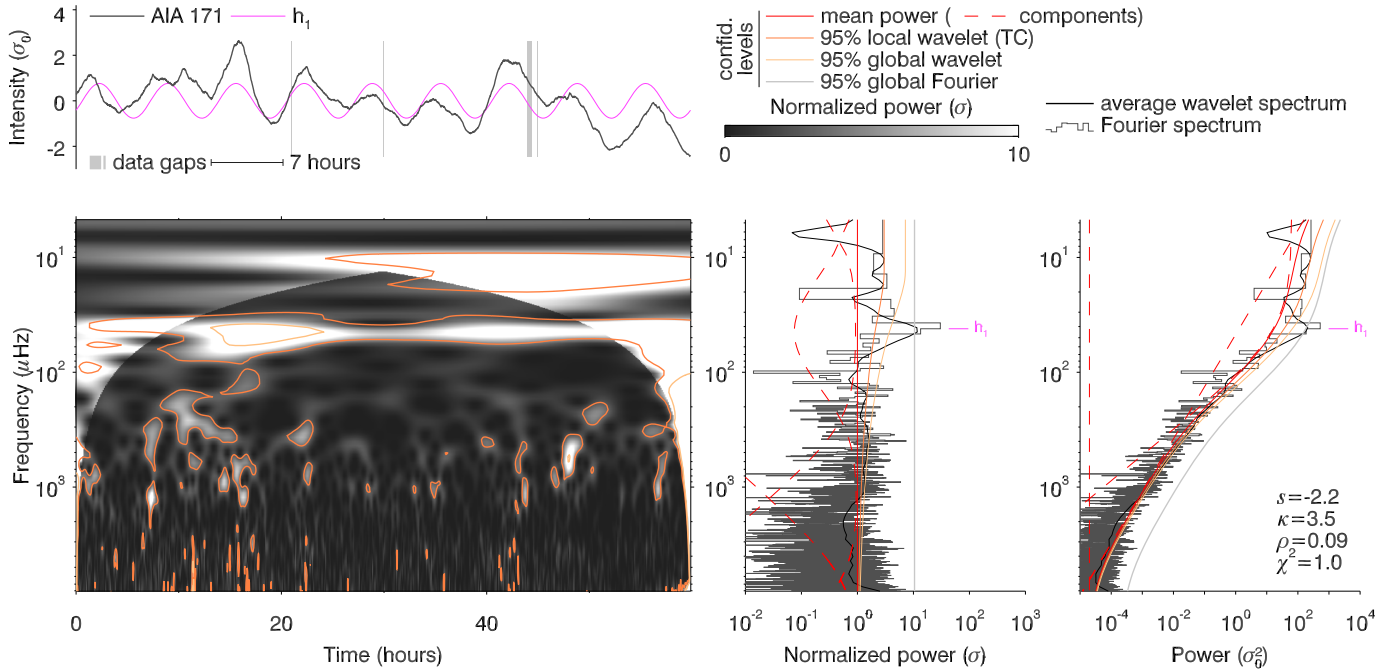


Figure 3. The time series averaged over the region of detection (orange contour of Figures 1 and 2) is shown in the top left panel. Its Fourier and time-averaged wavelet power spectra (rightmost panel, gray histograms and black curves) exhibit a broad hump superimposed on a power law leveling off at high frequencies. The 30.2σ peak of Fourier power labeled h_1 at $41.7 \mu\text{Hz}$ stands out in the whitened spectra (middle panel) and has a 1.4×10^{-10} probability of random occurrence. The corresponding Fourier component is overplotted on the time series in magenta. The whitened wavelet spectrum (left panel) shows a matching strip of significant power lasting for the whole sequence. Power within the cone of influence of the Morlet wavelet is shown in lighter shades of gray.

confidence levels (yellow curves), with an associated random occurrence probability of 2.8×10^{-10} .

All confidence levels thus indicate beyond reasonable doubt that the detected periodic signal is real.

2.1.2. A Periodic Train of Pulses

The noise model used to fit the Fourier power spectrum of Figure 3 is the sum of three components (dashed red curves in the right panel of Figure 3):

$$\sigma(\nu) = A\nu^s + BK_{\rho,\kappa}(\nu) + C, \quad (2)$$

$$\text{with } K_{\rho,\kappa}(\nu) = \left(1 + \frac{\nu^2}{\kappa\rho^2}\right)^{-\frac{\kappa+1}{2}}.$$

The first term is a power-law modeling the background power caused by stochastic processes as observed in the PSDs of most coronal time series. The third one is a constant representing the high frequency white photon noise. The second one is a kappa function centered on zero-frequency introduced by Auchère et al. (2016b) to model the continuum typical of the PSDs of periodic trains of pulses of random amplitudes. This type of signal is periodic in the sense that identical pulses recur at regular intervals, but since their amplitudes are random, the signal is not truly periodic. The randomness of the amplitudes results in the presence of a continuum equal to the PSD of an individual pulse (Xiong 2000; Auchère et al. 2016b) superimposed on the discrete harmonics expected for a truly periodic signal (with the specific case of the sine curve for which only the fundamental is present).

With a reduced χ^2 of 1.1, the three-component model is a good fit to the Fourier power spectrum of Figure 3. The kappa function hump that dominates the spectrum between 7 and $400 \mu\text{Hz}$ and the strong fundamental peak at $41.7 \mu\text{Hz}$ are signatures characteristic of a train of pulses of random

amplitudes. As shown by Auchère et al. (2016b), higher order harmonics can stand above the noise only if the pulses are pointy enough, i.e., if the kappa function is not too steep.

Simulations of TNE tend to produce nearly identical cycles because they usually impose static boundary conditions (e.g., Karpen et al. 2001, 2005; Müller et al. 2003, 2004; Xia et al. 2011; Mikić et al. 2013; Fang et al. 2015; Froment et al. 2017, 2018). In reality however, the heating and the geometry of a loop in TNE are likely to evolve significantly on timescales shorter than the period. It is thus to be expected that instead of being truly periodic, the corresponding intensity time series present a succession of pulses at least partially decorrelated from one another.⁹ Therefore, as was the case for the two events studied by Auchère et al. (2016b), without any physical analysis the detailed properties of the PSD already support the TNE scenario.

2.1.3. The Million Degree Haze

As shown by the whitened PSDs of Figure 4, the peak of power at $41.7 \mu\text{Hz}$ initially detected at 17.1 nm is in fact also present at global significance levels greater than 91% in four of the six AIA coronal passbands (9.4, 13.1, 17.1, and 33.5 nm).¹⁰

⁹ The pulses are susceptible to vary in period, amplitude, and shape. In the above and in Auchère et al. (2016b), we considered only amplitude variations, but the spectral signatures of the other types of random deviations from true periodicity can also be computed (Kaufman & King 1955; Beutler & Leneman 1968).

¹⁰ Note the possible presence of the second-order harmonic (labeled h_2) in the 13.1 nm PSD at $92.9 \mu\text{Hz}$. This is 11% higher than expected but a frequency shift of this amplitude can be explained by the fact that TNE cycles are never exactly periodic (see Section 2.1.2). At 5.4σ , the global probability that this peak is due to random noise is ≈ 1 . However, since the significance of the fundamental was established beforehand, we can use a priori knowledge to restrict the search to within 11% from the nominal harmonic frequency, which gives a confidence level of 98% (Equation (1) with $N = 5$).

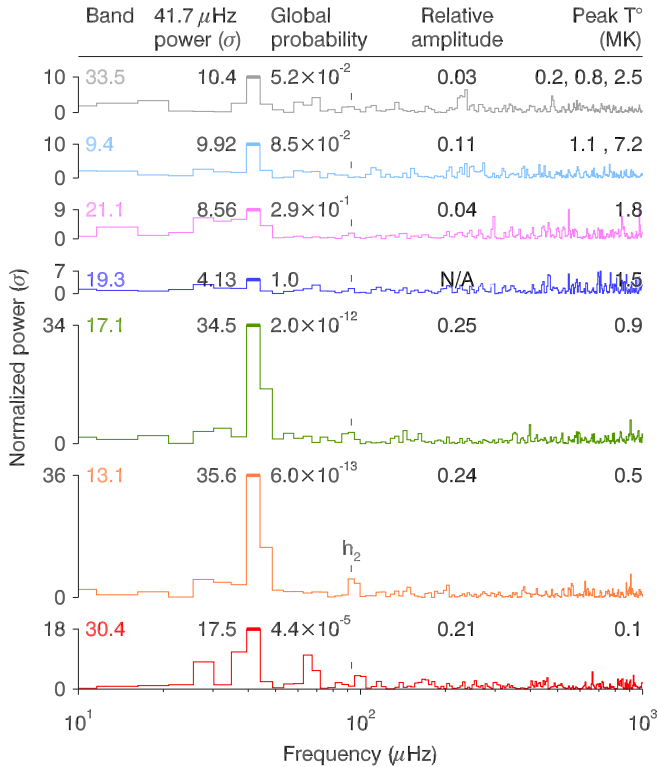


Figure 4. Whitened Fourier PSDs of the seven average AIA extreme-ultraviolet light curves corresponding to the orange contour of Figure 2. The peak of power at 41.7 μHz detected at 17.1 nm (Figures 2 and 3) is absent at 19.3 nm but becomes increasingly significant for the increasingly hotter (21.1, 9.4, and 33.5 nm) and cooler (17.1 and 13.1 nm) coronal bands (see the temperature responses of Figure 5), to reach a confidence level of 94.80% at 33.5 nm and 99.99% at 13.1 nm. This is explained by the masking of the signal of the pulsating loops bundle around one million degrees by the bulk of the line of sight. The amplitudes are those of the dominant Fourier component relative to the average of the signal. The value at 19.3 nm is meaningless given the global probability of random occurrence.

The corresponding light curves (obtained by averaging the time series over the contour of detection) are shown in Figure 6 with the same color coding. The dashed sections correspond to intervals during which the eruptions described in Section 2.3 partially overlap the detection contour. The peak is absent at 19.3 nm and weak at 21.1 nm, the global probabilities of random occurrence being equal to 1.0 and 0.29, respectively. With a maximum response at 1.5 MK (Figure 5), the 19.3 nm passband is the most sensitive to the plasma forming the bulk of the background and foreground emission. Indeed, observed off-disk DEMs of active regions are typically centered on 1.5 MK and have a full width at half maximum $\Delta \log T_e \approx 0.2$ (e.g., Mason et al. 1999; Parenti et al. 2000, 2003, 2017; Landi & Feldman 2008; O’Dwyer et al. 2011). These properties are schematized in Figure 5 by the shaded Gaussian. Therefore, in a given passband, the background signal being proportional to the integral of the product of this DEM by the response function, its contribution relative to that of the pulsating loops is all the greater as the peak of the response—which shapes the pulses as the temperature periodically drops—is close to that of the DEM. While this indeed diminishes the relative amplitude of the periodic signal (see the values given in Figure 4 and the light curves of Figure 6), one should note that if the background emission was constant with time, it would only modify the zero-frequency component of the Fourier PSD. However, since the background emission results from the

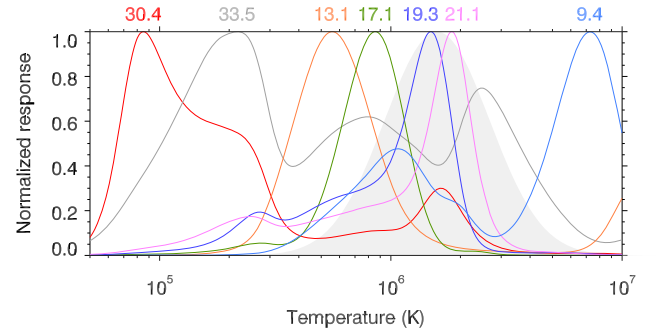


Figure 5. Responses of the seven extreme-ultraviolet passbands of AIA to an isothermal plasma as a function of the electron temperature T_e , normalized to their maxima. Computed with CHIANTI 8.0.2 (Dere et al. 1997; Del Zanna et al. 2015), for an electron number density of 10^{15} m^{-3} . The shaded area represents a typical DEM for the off-disk corona.

superimposition of many structures evolving independently and governed by stochastic processes (Ireland et al. 2015; Aschwanden et al. 2016), its variance and thus its Fourier power are proportional to its intensity, which ultimately explains why the diminution of the power of the periodic signal normalized to that of the background is maximum in the 19.3 nm passband, as seen in Figure 4.

2.2. Cooling Loops

The 41.7 μHz pulsations are most prominent in the 13.1 and 17.1 nm passband (Figures 4 and 6). The two light curves are very similar but shifted slightly with respect to each other, 13.1 nm generally peaking after 17.1 nm. The cross-correlation between the two curves has a maximum of 0.96 for a temporal offset of 4 minutes (orange curve of Figure 7). A manual estimate of the position of the local maxima in the two passbands (orange and green ticks) gives larger values, with an average delay of 14 minutes.

This time lag is a first indication that the plasma of the pulsating bundle of loops is predominantly seen when cooling. Indeed, when the plasma temperature evolves in response to a heat input, either impulsive (Viall & Klimchuk 2011, 2013) or constant with TNE-prone conditions¹¹ (Mikić et al. 2013; Froment et al. 2017), the heating phases occur at lower densities than the cooling phases. The temporal evolution of the intensity (which is proportional to the square of the electron density) is thus dominated by the cooling phases. As the temperature decreases, the signal in the AIA passbands describes their temperature responses (Figure 5) and thus peaks at 17.1 nm (maximum response at 0.9 MK) before it does at 13.1 nm (maximum at 0.5 MK). Independently of the present periodic behavior, this temporal shift between light curves indicating cooling appears to be a property common to many coronal loops (e.g., Schrijver 2001; Ugarte-Urra et al. 2006, 2009; Warren et al. 2007; Landi et al. 2009; Kamio et al. 2011; Viall & Klimchuk 2012, 2017).

The periodic signal being visible in five of the six AIA coronal passbands, the cooling of the plasma is traceable through a wide range of temperatures. The time lags corresponding to the maximum cross-correlation between the 17.1 nm light curve and the five other coronal light curves of Figure 6 are given in Figure 7. Given its peak response at

¹¹ Constant heating without sufficient stratification produces loops in hydrostatic equilibrium whose temperature is thus constant.

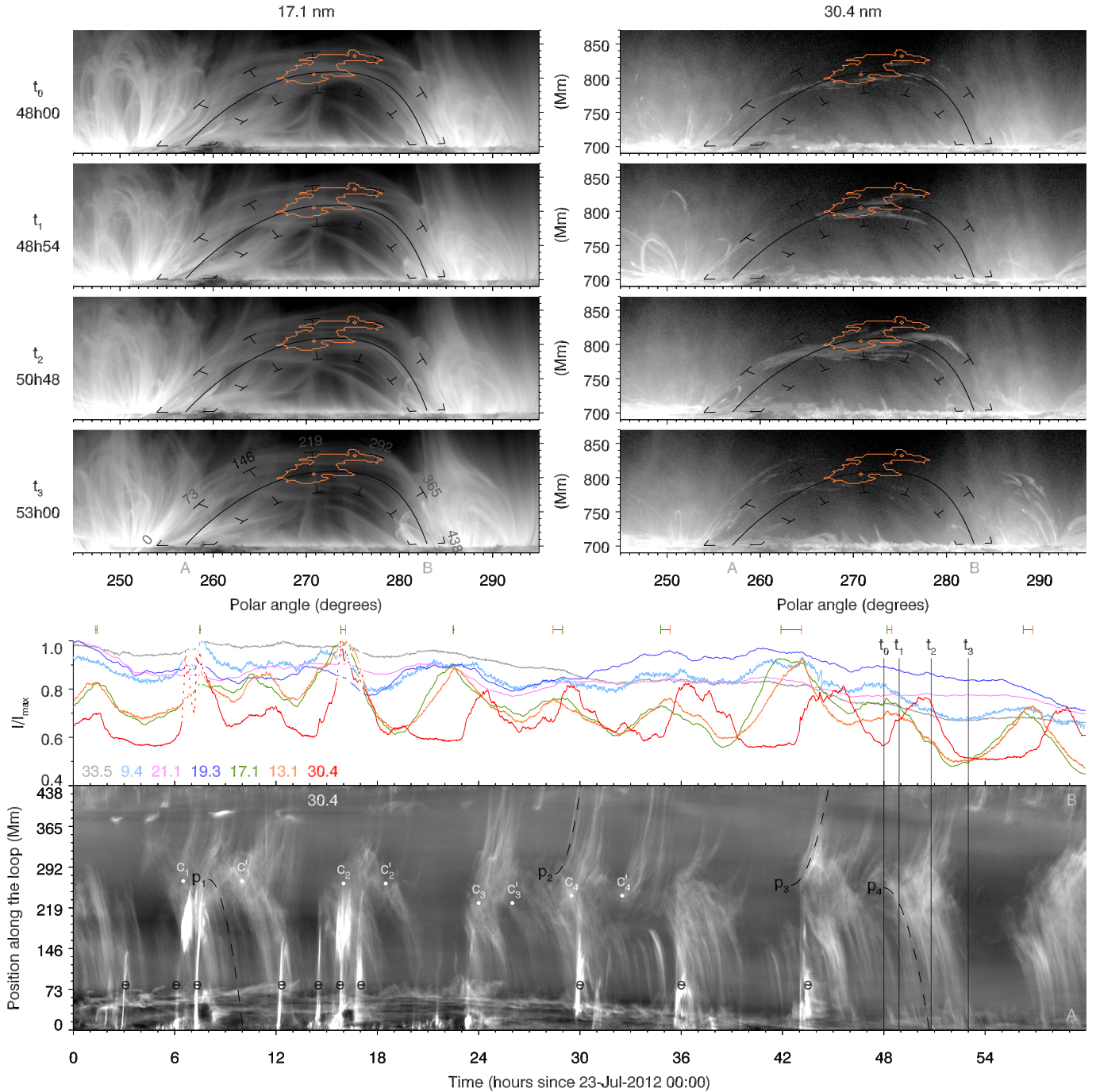


Figure 6. Summary of the “rain bow” event. The top four lines illustrate the evolution of the intensity at 17.1 (left) and 30.4 nm (right) within the FOV of Figure 1 at four successive times (t_0 to t_3) during one of the monsoon cycles. The light curves averaged over the region of excess 17.1 nm Fourier power (orange contours) in the seven AIA passbands are plotted below. On average, the local maxima of the hotter 17.1 nm (0.9 MK) light curve (orange ticks) occur before those of the cooler 13.1 nm (0.5 MK) light curve (green ticks), indicating periodic cooling of the plasma. The bottom panel shows the 30.4 nm intensity along the bundle of loops (the black dashes-delimited bands in the top frames) as a function of time. For every TNE cycle, the temperature drops from several MK (e.g., t_0) down to at least 0.09 MK (t_1) to form showers of 30.4 nm coronal rain (t_2) that drain the loop (t_3) and the temperature rises again. See Section 2.3 for details. (An animation of this figure is available.)

1.5 MK, the 19.3 nm passband is oddly found in first position. However, at 19.3 nm, the signal from the pulsating loops is negligible compared to the background and foreground emissions while it represents at least 25% of the line of sight at 17.1 nm. This is a lower limit based on the relative amplitude of the Fourier component (Figures 4 and 6) and assuming that the loops 17.1 nm emission goes down to zero between pulses. Correlating the 17.1 and 19.3 nm light curves

thus amounts to comparing signals coming from separate regions of the corona, hence the low maximum of 0.35. Therefore, for the same reason the Fourier power is not significant in this passband, the 19.3 nm time lag is not pertinent here, in contrast with the studies performed on disk where the LOS confusion is less (Viall & Klimchuk 2012, 2017; Froment et al. 2015). More generally, the varying contribution of the pulsating loops to the total LOS intensity is

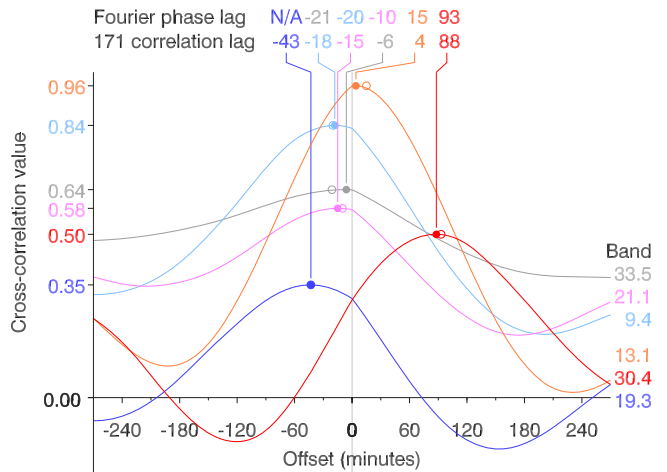


Figure 7. Cross-correlation with the 17.1 nm light curve as a function of temporal offset for each of the six other light curves of Figure 6 (same color coding). The time lags corresponding to the maxima of correlation (left scale) are marked with dots and are listed in ascending order. Above, the phase of the Fourier component at 41.7 μ Hz (Figure 4) is given for each passband with respect to that of the 17.1 nm passband (open dots). The phase at 19.3 nm is meaningless given the global probability of random occurrence.

susceptible to affect the interpretation of the cross-correlation time lags between any two light curves (for a detailed discussion, see Winebarger et al. 2016).

In order to isolate the contribution of the pulsating loops, Froment et al. (2015) computed instead the phase shift of the main Fourier component for pairs of passbands. The time lags obtained using this method are listed in Figure 7 above those obtained by cross-correlation. The values are similar but the 33.5 nm passband is now found to peak first, in accordance with its usual hot passband behavior (see below). The method can, however, not completely suppress the influence of the background emission since the phase of the 41.7 μ Hz Fourier component necessarily contains the contribution from the background at this frequency.

The values of the time lags, and the ordering of the passbands, depend upon the details of the density and temperature evolution, as well as of the shapes of the temperature responses. The 9.4 and 13.1 nm passbands both have two separate response peaks and the 33.5 nm passband has a very broad response with three local maxima (Figure 5). These passbands thus do not correspond to a unique temperature or temperature range, which complicates the interpretation of their time lags. In published analyses (Viall & Klimchuk 2012, 2015, 2017; Froment et al. 2015), the 13.1 nm passband always has time lags consistent with its main response peak at 0.5 MK, its secondary maximum at 11 MK (off the scale of Figure 5) being too weak and/or too hot to contribute significantly to the signal in the nonflaring corona. On the contrary, the 9.4 nm passband is either found to peak first in active region cores (corresponding to its absolute maximum at 7.2 MK) or in the middle of the sequence elsewhere (corresponding to its secondary maximum at 1.1 MK). Despite its maximum response at 0.2 MK,¹² the 33.5 nm passband is usually in the second or first position (when 9.4 nm is not), which corresponds to its secondary

¹² Caused by far off band O III to O V lines that are accounted for only since the 2013 February version 4 update of the AIA response curves above 42.5 nm, based on measurements by Soufli et al. (2012).

maximum at 2.5 MK, because the plasma generally does not cool down much below 0.8 MK (Viall & Klimchuk 2017). If it does, however, the 33.5 nm time lags are to be interpreted with caution.

Considering the expected range of variations, the time lags listed in Figure 7 are consistent with the prevalent cooling pattern revealed by the previous AIA time lag studies, whether on (e.g., Viall & Klimchuk 2012, 2017; Froment et al. 2015) or off-disk (Viall & Klimchuk 2015). Combined with the periodicity of the signal and its spectral signature as a train of pulses, the present event thus has the same overall characteristics as the ones that Froment et al. (2015, 2017) demonstrated as being due to TNE. A notable difference, however, is that while in these latter cases the 13.1 and 17.1 nm light curves had a zero time lag, 13.1 nm is here delayed by 4 to 15 minutes, which indicates that the plasma cools below the maximum response of the 17.1 nm passband at 0.9 MK.

2.3. Periodic Coronal Rain

The 30.4 nm light curve plotted in red in Figure 6 presents all the properties described above for the coronal passbands. Its Fourier PSD (Figure 4) shows a clear peak at 41.7 μ Hz and its time delay with respect to 17.1 nm (Figure 7) is the greatest. This shows, given the maximum response of the 30.4 nm passband at 0.09 MK (Figure 5), that the plasma cools to lower TR temperatures.¹³ Starting at 23 hr and for all the subsequent cycles, the intensity at 30.4 nm rises immediately after it reaches its maximum at 13.1 nm (0.56 MK). This is consistent with the presence of a broad shoulder¹² extending up to 0.25 MK in the temperature response of the 30.4 nm passband.

As can be seen in the animated version of Figure 6, the 30.4 nm pulses are due to the periodic apparition of cold condensations intersecting the orange detection contour. The top panel of the movie shows a superimposition of simultaneous 30.4, 17.1, and 9.4 nm images in, respectively, the red, green, and blue channels of each frame. For easier visual association of passbands with colors, the dimension of the colorspace was reduced by increasing the saturation. With the same color coding, the bottom panel shows the 30.4 (red), 17.1 (green), and 9.4 nm (blue) light curves averaged over the orange contour, the running vertical bar indicating the current time given in the top left corner of each frame. The red 30.4 nm condensations form around the apex of the dominantly green system of loops after the peak of the 17.1 nm intensity.

2.3.1. Recurring Eruptions

Aside from the periodic pulsations and rain in the trans-equatorial bundle of loops, a striking feature of this movie is the recurring confined eruptions originating from the prominence complex superimposed on the left footpoint region. Starting 7 hr after the beginning of the sequence, they occur in phase with six consecutive 30.4 nm pulses. This naturally raises the question of a possible causal relationship between the two phenomena. One could imagine that the eruptions somehow trigger the condensations. But while five of the eruptions occur in the rising phase of the 30.4 nm intensity, the

¹³ This implies that the 0.2 MK peak of the 33.5 nm passband must form a second bump at the end of each pulse in the light curve. However, the relative amplitude of the 33.5 nm pulses is too small for their detailed shape to be analyzed.

sixth one happens at 26.5 hr during the loop draining of the corresponding cycle, thus after the beginning of the condensations. Furthermore, no eruption takes place during the last two pulses, which rules them out from being the cause. Conversely, one could imagine that the condensations somehow trigger the eruptions. But in this case the latter should occur in the declining phases of the 30.4 nm pulses, and the last two cycles exclude causality also in this direction. It remains the solution that the periodic eruptions are, like the periodic rain, a response of their guiding loops to a quasi-constant and stratified heating, the similar periods being possibly a coincidence and the spatial association only apparent because of foreshortening.

2.3.2. Multiple Bundles

The top four lines of Figure 6 show the 17.1 (left) and 30.4 nm (right) images at four times, labeled t_0 to t_3 , chosen during the penultimate cycle of the sequence, which is free of eruptions. At t_0 , the 30.4 nm intensity in the detection contour is minimum, while that at 17.1 nm is near its maximum. The bundle of loops is thus at around 1 MK and cooling. After 54 minutes, at t_1 , the temperature has decreased past that of the maximum response of the 13.1 nm passband and even down to at least 0.25 MK since the condensations start to be visible at 30.4 nm at the apex of the bundle of loops. At t_2 (114 minutes after t_1), the condensations are fully developed and flow down toward both footpoints. At t_3 (132 minutes after t_2), the loops have cooled and drained sufficiently for a darkening at the apex to be clearly visible at 17.1 nm compared to the previous frames. At this point, almost all the condensations have fallen and chromospheric evaporation starts to refill the loops with hot plasma.

It is worth noting that some cold material is present at t_0 , in between two 30.4 nm pulses. More generally, examination of the movie reveals that there is some rain somewhere along the loops most of the time. This is also clearly visible in the bottom panel of Figure 6 that shows the 30.4 nm intensity as a function of time along the band delimited by black dashes (top frames) and averaged over its width. The fixed and manually defined band encompasses the detection contour and most of the area of the FOV swept by the system of trans-equatorial loops as a result of their continuously changing shape and position, either due to their intrinsic evolution or to the perspective variations resulting from the 35° rotation of the Sun during the 2.5 days of the sequence. For better visualization, we compensated the intensity gradient along the loop by subtracting a copy of the image cyclically smoothed over one-third of its length. The bright streaks marked with “e”s near the “A” footpoint are the signatures of the recurring eruptions discussed in Section 2.3.1. The intervals without any trails of rain amount to 8% of the total duration, from about 21 to 23 hr, 40 to 41 hr, and 53 to 55 hr. Given the width of the bundle, some dispersion in the periods and phases of the large number of individual loops involved is to be expected. Indeed, the groups of apex condensations starting at 6, 15, 19, and 28 hr are each composed of two main clouds (marked with white dots and labeled c'_1 , c_1 to c'_2 , c'_4) from which separate showers of rain emerge. Combined with the two distinct northern loop legs anchored on either side of the dashed band at 17.1 nm (see, for example, the movie around 22 hr), this suggests that there are in fact two main bundles of loops superimposed on the LOS, each one made of a number of smaller threads channeling the rain to form the fine individual trails. This is corroborated with a

global confidence level of 92% by the presence of a secondary peak of power¹⁴ at 65.0 μHz in the PSD of the 30.4 nm light curve. The latter thus results from the superimposition of two periodic signals (41.7 and 65.0 μHz) possibly corresponding to the two bundles of loops. It, however, remains to be explained why the secondary peak is not visible in the 13.1 or 17.1 nm PSDs in which the primary signal is strong.

2.3.3. It is Raining as Usual

To a first approximation, most of the trails of rain in Figure 6 follow segments of parabolas, indicating a constant net acceleration along the loops. As examples, we overlaid four parabolic trajectories with zero initial velocities: p_1 and p_2 have an acceleration of 5.5 m s^{-2} , while p_3 and p_4 have an acceleration of 10 m s^{-2} . The initial section of p_3 is not visible, which means that the condensation had already started to fall when it became cool enough to be visible in the 30.4 nm passband. The plane of the sky velocities for p_1 to p_4 when the drops reach the solar limb are, respectively, 73, 56, 44, and 52 km s^{-1} , which is about four times smaller than the 228 km s^{-1} expected from the conversion of potential to kinetic energy during a frictionless fall from the apex, 110 Mm above the surface. These kinematic properties are typical of those reported in the literature for other rain events (Schrijver 2001; De Groof et al. 2005; Antolin et al. 2010; Antolin & Verwichte 2011; Antolin & Rouppe van der Voort 2012; Vashalomidze et al. 2015). They are also similar to those found in numerical simulations (e.g., Antolin et al. 2010; Fang et al. 2013; Mikić et al. 2013; Xia et al. 2017). Small and constant accelerations along steepening loops, and the small resulting velocities, imply the presence of an upward force that is a combination of drag and either plasma (Oliver et al. 2014) or magnetic (Antolin & Verwichte 2011; Antolin et al. 2015; Verwichte et al. 2017) pressure gradient forces.

The exact trajectories are more complex than simple parabolas. For example, possibly bending under the mass of the condensations, the loops develop a dip at their apex toward the end of the sequence. This in turn causes the condensations to linger for a while before falling, forming the wiggly trails starting at 55 hr in the bottom panel of Figure 6. This behavior is particularly apparent in the movie and is reminiscent of the formation of a prominence by condensation (e.g., Liu et al. 2012; Xia & Keppens 2016), which is what the TNE mechanism was originally proposed for (Antiochos & Klimchuk 1991).

As a final note, the bottom panel of Figure 6 gives a simplified picture of the temporal evolution due to the averaging over the width of the bundle of loops. A detailed analysis of the rain dynamics would allow further comparison with the predictions of the state of the art 3D MHD models (Moschou et al. 2015; Xia et al. 2017), like the deformation of the blobs into V-shapes (as already observed by Antolin et al. 2015) or the presence of an initial Rayleigh–Taylor phase before the fall along the field lines. This would require us to track individual drops and to take into account the as yet unknown three-dimensional geometry, but that would be beyond the scope of this paper.

¹⁴ The third peak of power at 27.9 μHz has a global probability of random occurrence of 0.47 and is thus not significant.

3. The Monsoon

In conclusion, the “rain bow” event simultaneously exhibits all the attributes of two previously independent phenomena: coronal rain and periodic intensity pulsations of coronal loops. Although the two were already understood to be due to TNE, they had never been observed together before. These new observations thus definitely unify coronal rain and coronal loop pulsations as being two manifestations of the same underlying physical process. The studied period covers eight complete cycles of what can be called—given the periodicity and extending the meteorological metaphor—the “coronal monsoon”: the evaporation of chromospheric plasma followed by its condensation higher up in the loops into “clouds” that eventually produce “rain” falling back onto the chromosphere.

Simulations (Mikić et al. 2013; Froment et al. 2018) indicate that depending upon the loop geometry and heating properties, the condensations can be either complete, i.e., cooling to chromospheric temperature and visible as coronal rain, or incomplete, i.e., pushed down one leg by siphon flows before they can fully cool. The two cases reported in Antolin et al. (2015) correspond to the condition of complete condensations. Case 1 of Froment et al. (2015) possibly corresponds to the condition of the “dry” monsoon, but the difficulty to detect coronal rain on-disk precludes a definitive conclusion. While the basic sequence of processes causing the cycles is established, several aspects of the monsoon events are challenging to understand. It is, for example, surprising that the many loops forming a bundle could evolve in phase. Antolin & Rouppe van der Voort (2012) already reported a collective behavior of H α rain in neighboring strands, which they suggested to be the result of common footpoint heating conditions. But while this is sufficient to explain similar periods, phasing a priori requires an additional coupling mechanism across the field lines that remains to be identified.

Generalizing from coronal rain studies, the main interest of the monsoon events (on or off-disk) is their potential to constrain the location and variability of the coronal heating processes (e.g., Antolin et al. 2010). On the one hand, whatever the actual mechanism, TNE implies that the heating must be sufficiently stratified and quasi-constant but on the other hand, based on simulations of constant cross-section, semicircular vertical loops, Klimchuk et al. (2010) have argued that TNE could not be a widespread mechanism. Several authors, however, showed that if realistic geometries and heating distributions are taken into account, modeled loops can be in a state of TNE while conforming with the coronal heating observational constraints (Lionello et al. 2013, 2016; Mikić et al. 2013; Winebarger et al. 2014). Using a 1D hydrodynamic model, Froment et al. (2018) have performed for several geometries a systematic study of the occurrence of TNE as a function of the heat flux and of the scale height of the heating deposition. Comparison with the properties of the already large sample of monsoon events will potentially allow the determination of the spatio-temporal statistical distribution of the heating.

It is nonetheless clear that the “rain bow” and the on-disk events of Froment et al. (2015) probably do not represent the typical evolution of coronal loops. Being based on Fourier analysis, the method used to detect these events has a strong detection bias toward long-lived and very regular cases. Since thousands of periodic pulsations events have been detected by Auchère et al. (2014) and Froment (2016), one can therefore

predict that many more having less and/or less regular cycles probably exist. Indeed, we note in the movie the presence of many rain events at other locations within the FOV. Examples are visible in the t_1 and t_3 30.4 nm frames of Figure 6 in the two active regions that the “rain bow” connects. Quasi-constant heating must thus be present at the base of the corresponding loops but no significant Fourier power could be found in these regions, either because of LOS confusion or because their geometry and/or heating conditions change sufficiently rapidly to prevent TNE cycles from being periodic.

AIA data are courtesy of NASA/SDO and the AIA science team. This work used data provided by the MEDOC data and operations centre (CNES / CNRS / Univ. Paris-Sud), <http://medoc.ias.u-psud.fr/>. P.A. has received funding from the UK Science and Technology Facilities Council (Consolidated Grant ST/K000950/1) and the European Union Horizon 2020 research and innovation programme (grant agreement No. 647214). C.F.: this research was supported by the Research Council of Norway through its Centres of Excellence scheme, project number 262622. R.O. acknowledges the support from grant AYA2014-54485-P (AEI/FEDER, UE). We acknowledge support from the International Space Science Institute (ISSI), Bern, Switzerland to the International Team 401 “Observed Multi-Scale Variability of Coronal Loops as a Probe of Coronal Heating.”

Facility: SDO (AIA).

Software: Interactive Data Language, CHIANTI (Dere et al. 1997), SolarSoft (Freeland & Handy 2012).

ORCID iDs

Frédéric Auchère  <https://orcid.org/0000-0003-0972-7022>
 Clara Froment  <https://orcid.org/0000-0001-5315-2890>
 Elie Soubrié  <https://orcid.org/0000-0001-9295-1863>
 Patrick Antolin  <https://orcid.org/0000-0003-1529-4681>
 Ramon Oliver  <https://orcid.org/0000-0003-4162-7240>
 Gabriel Pelouze  <https://orcid.org/0000-0002-0397-2214>

References

- Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 1991, *ApJ*, **378**, 372
 Antiochos, S. K., MacNeice, P. J., Spicer, D. S., & Klimchuk, J. A. 1999, *ApJ*, **512**, 985
 Antolin, P., & Rouppe van der Voort, L. 2012, *ApJ*, **745**, 152
 Antolin, P., Shibata, K., & Vissers, G. 2010, *ApJ*, **716**, 154
 Antolin, P., & Verwichte, E. 2011, *ApJ*, **736**, 121
 Antolin, P., Vissers, G., Pereira, T. M. D., Rouppe van der Voort, L., & Scullion, E. 2015, *ApJ*, **806**, 81
 Antolin, P., Vissers, G., & Rouppe van der Voort, L. 2012, *SoPh*, **280**, 457
 Aschwanden, M. J., Crosby, N. B., Dimitropoulou, M., et al. 2016, *SSRv*, **198**, 47
 Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014, *A&A*, **563**, A8
 Auchère, F., Froment, C., Bocchialini, K., Buchlin, E., & Solomon, J. 2016a, *ApJ*, **825**, 110
 Auchère, F., Froment, C., Bocchialini, K., Buchlin, E., & Solomon, J. 2016b, *ApJ*, **827**, 152
 Beutler, F. J., & Leneman, O. A. Z. 1968, *Information and Control*, **12**, 236
 De Groof, A., Bastiaansen, C., Müller, D. A. N., Berghmans, D., & Poedts, S. 2005, *A&A*, **443**, 319
 De Groof, A., Berghmans, D., van Driel-Gesztelyi, L., & Poedts, S. 2004, *A&A*, **415**, 1141
 Del Zanna, G., Dere, K. P., Young, P. R., Landi, E., & Mason, H. E. 2015, *A&A*, **582**, A56
 Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., et al. 1995, *SoPh*, **162**, 291
 Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignorini Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997, *A&AS*, **125**, 149
 Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *SoPh*, **162**, 1

- Fang, X., Xia, C., & Keppens, R. 2013, *ApJL*, **771**, L29
- Fang, X., Xia, C., Keppens, R., & Van Doorselaere, T. 2015, *ApJ*, **807**, 142
- Field, G. B. 1965, *ApJ*, **142**, 531
- Freeland, S. L., & Handy, B. N. 2012, SolarSoft: Programming and Data Analysis Environment for Solar Physics, Astrophysics Source Code Library, ascl:1208.013
- Froment, C. 2016, PhD thesis, Université Paris-Saclay, Université Paris-Sud, Institut d'Astrophysique Spatiale
- Froment, C., Auchère, F., Aulanier, G., et al. 2017, *ApJ*, **835**, 272
- Froment, C., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2018, *ApJ*, submitted
- Froment, C., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2015, *ApJ*, **807**, 158
- Gabriel, A. H., Baudin, F., Boumier, P., et al. 2002, *A&A*, **390**, 1119
- Gruber, D., Lachowicz, P., Bissaldi, E., et al. 2011, *A&A*, **533**, A61
- Gudiksen, B. V., & Nordlund, Å. 2005, *ApJ*, **618**, 1031
- Guenou, C., Auchère, F., Klimchuk, J. A., Bocchialini, K., & Parenti, S. 2013, *ApJ*, **774**, 31
- Guenou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012a, *ApJS*, **203**, 25
- Guenou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012b, *ApJS*, **203**, 26
- Inglis, A. R., Ireland, J., Dennis, B. R., Hayes, L., & Gallagher, P. 2016, *ApJ*, **833**, 284
- Inglis, A. R., Ireland, J., & Dominique, M. 2015, *ApJ*, **798**, 108
- Ireland, J., McAteer, R. T. J., & Inglis, A. R. 2015, *ApJ*, **798**, 1
- Kamio, S., Peter, H., Curdt, W., & Solanki, S. K. 2011, *A&A*, **532**, A96
- Karpen, J. T., & Antiochos, S. K. 2008, *ApJ*, **676**, 658
- Karpen, J. T., Antiochos, S. K., Hohensee, M., Klimchuk, J. A., & MacNeice, P. J. 2001, *ApJL*, **553**, L85
- Karpen, J. T., Tanner, S. E. M., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2005, *ApJ*, **635**, 1319
- Kaufman, H., & King, E. H. 1955, *IRE Transactions on Information Theory*, **1**, 40
- Kawaguchi, I. 1970, *PASJ*, **22**, 405
- Klimchuk, J. A., Karpen, J. T., & Antiochos, S. K. 2010, *ApJ*, **714**, 1239
- Kuin, N. P. M., & Martens, P. C. H. 1982, *A&A*, **108**, L1
- Landi, E., & Feldman, U. 2008, *ApJ*, **672**, 674
- Landi, E., Miralles, M. P., Curdt, W., & Hara, H. 2009, *ApJ*, **695**, 221
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *SoPh*, **275**, 17
- Leroy, J.-L. 1972, *SoPh*, **25**, 413
- Lionello, R., Alexander, C. E., Winebarger, A. R., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2016, *ApJ*, **818**, 129
- Lionello, R., Winebarger, A. R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2013, *ApJ*, **773**, 134
- Liu, W., Berger, T. E., & Low, B. C. 2012, *ApJL*, **745**, L21
- Martens, P. C. H., & Kuin, N. P. M. 1983, *A&A*, **123**, 216
- Mason, H. E., Landi, E., Pike, C. D., & Young, P. R. 1999, *SoPh*, **189**, 129
- Mikić, Z., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Winebarger, A. R. 2013, *ApJ*, **773**, 94
- Moschou, S. P., Keppens, R., Xia, C., & Fang, X. 2015, *AdSpR*, **56**, 2738
- Müller, D. A. N., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2003, *A&A*, **411**, 605
- Müller, D. A. N., Peter, H., & Hansteen, V. H. 2004, *A&A*, **424**, 289
- O'Dwyer, B., Del Zanna, G., Mason, H. E., et al. 2011, *A&A*, **525**, A137
- Oliver, R., Soler, R., Terradas, J., Zaqarashvili, T. V., & Khodachenko, M. L. 2014, *ApJ*, **784**, 21
- Parenti, S., Bromage, B. J. I., Poletto, G., et al. 2000, *A&A*, **363**, 800
- Parenti, S., del Zanna, G., Petralia, A., et al. 2017, *ApJ*, **846**, 25
- Parenti, S., Landi, E., & Bromage, B. J. I. 2003, *ApJ*, **590**, 519
- Parker, E. N. 1953, *ApJ*, **117**, 431
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *SoPh*, **275**, 3
- Reale, F. 2014, *LRSP*, **11**, 4
- Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, **263**, 835
- Schrijver, C. J. 2001, *SoPh*, **198**, 325
- Scullion, E., Ruppe van der Voort, L., Antolin, P., et al. 2016, *ApJ*, **833**, 184
- Souffii, R., Spiller, E., Windt, D. L., et al. 2012, *Proc. SPIE*, **8443**, 84433C
- Threlfall, J., De Moortel, I., & Conlon, T. 2017, *SoPh*, **292**, 165
- Ugarte-Urra, I., Warren, H. P., & Brooks, D. H. 2009, *ApJ*, **695**, 642
- Ugarte-Urra, I., Winebarger, A. R., & Warren, H. P. 2006, *ApJ*, **643**, 1245
- Vashalomidze, Z., Kukhianidze, V., Zaqarashvili, T. V., et al. 2015, *A&A*, **577**, A136
- Verwichte, E., Antolin, P., Rowlands, G., Kohutova, P., & Neukirch, T. 2017, *A&A*, **598**, A57
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2011, *ApJ*, **738**, 24
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2012, *ApJ*, **753**, 35
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2013, *ApJ*, **771**, 115
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2015, *ApJ*, **799**, 58
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2017, *ApJ*, **842**, 108
- Warren, H. P., Ugarte-Urra, I., Brooks, D. H., et al. 2007, *PASJ*, **59**, S675
- Winebarger, A. R., Lionello, R., Downs, C., et al. 2016, *ApJ*, **831**, 172
- Winebarger, A. R., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2014, *ApJ*, **795**, 138
- Xia, C., Chen, P. F., Keppens, R., & van Marle, A. J. 2011, *ApJ*, **737**, 27
- Xia, C., & Keppens, R. 2016, *ApJ*, **823**, 22
- Xia, C., Keppens, R., & Fang, X. 2017, *A&A*, **603**, A42
- Xiong, F. 2000, *Digital Modulation Techniques* (Norwood, MA: Artech House)

DIFFUSION DES RÉSULTATS

B.1 ARTICLES PUBLIÉS DANS DES REVUES À COMITÉ DE LECTURE

- Pelouze, G.**, Auchère, F., Bocchialini, K., Harra, L., Baker, D., Warren, H. P., Brooks, D. H., & Mariska, J. T. 2019a. Comprehensive Determination of the Hinode/EIS Roll Angle, *Solar Physics*, 294, 59
- Pelouze, G.**, Auchère, F., Bocchialini, K., Froment, C., Parenti, S., & Soubrié, E. 2019b. On the Spectroscopic Detection of Periodic Plasma Flows in Loops Undergoing Thermal Non-Equilibrium, *Submitted to Astronomy & Astrophysics*
- Auchère, F., Froment, C., Soubrié, E., Antolin, P., Oliver, R., & **Pelouze, G.** 2018. The Coronal Monsoon : Thermal Nonequilibrium Revealed by Periodic Coronal Rain, *Astrophysical Journal*, 853, 176
- Grison, B., Cornilleau-Wehrin, N., Bocchialini, K., Menvielle, M., & **Pelouze, G.** 2019. Geoeffectivity of Halo Coronal Mass Ejections (CMEs) Not Associated with Sudden Storm Commencements (SSCs) in 2002, *Submitted to Solar Physics*

B.2 COMMUNICATIONS ORALES

- On the Detection of Periodic Flows in Loops Undergoing Thermal Non-Equilibrium, *LOOPS-9*, 11–14 June 2019, St Andrews, UK
- Flows in Solar Coronal Loops Undergoing Thermal Non-Equilibrium, *42nd COSPAR Scientific Assembly*, 14–22 July 2018, Pasadena, CA, USA
- Search for Predicted Periodic Flows in Loops Undergoing Thermal Non-Equilibrium, *European Online Solar Physics Seminars*, 12 April 2018
- Search for Predicted Flows in Loops Undergoing Thermal Non-Equilibrium, *8th Coronal Loops Workshop*, 27–30 June 2017, Palermo, Italy

B.3 POSTERS

- Determination of the Hinode/EIS Roll Angle, *Hinode-12*, 10–13 September 2018, Granada, Spain
- Flows in Coronal Loops Undergoing Thermal Non-Equilibrium, *Hinode-12*, 10–13 September 2018, Granada, Spain
- Search for Signatures of Predicted Plasma Flows in Coronal Loops Undergoing Thermal Non-Equilibrium, *7th Solar Orbiter Workshop*, 3–7 April 2017, Granada, Spain

BIBLIOGRAPHIE

B.4 GROUPE DE TRAVAIL ISSI

Participation au groupe de travail de l'International Space Science Institute (ISSI) "*Observed Multi-Scale Variability of Coronal Loops as a Probe of Coronal Heating*" dirigé par C. Froment et P. Antolin.

Présentations orales :

Simulating the Rain Bow, *1-day meeting in St Andrews*, 10 June 2019, St Andrews, UK

On the Detection of Flows Associated with Incomplete Condensation Cycles, *Second team meeting*, 21–25 January 2019, Bern, Switzerland

On the Detection of Velocities Associated with TNE Events in EIS Data, *First team meeting*, 22–26 January 2018, Bern, Switzerland

ENSEIGNEMENT, VULGARISATION ET ORGANISATION DE SÉMINAIRES

c.1 ENSEIGNEMENT

Service d'enseignement à l'Université Paris-Sud, comptant pour $\frac{1}{6}$ de mon activité de thèse.

- Cours, travaux pratiques et travaux dirigés d'optique et de physique expérimentale en L1 (module Phys102)
- Projets de traitements de données astrophysiques en M1 (module PhysF451A)
- Co-gestion de la coupole d'astronomie du département de physique, mise en place de projets d'astronomie, suivi des travaux d'installation d'une nouvelle coupole
- Cours et projets d'observation en astrophysique en M1 (module PhysF461B)
- Projets expérimentaux d'astronomie en L3 (module PhysF314)

c.2 VULGARISATION

- Intervention auprès des stagiaires de 3^e et de 2^{de} de l'IAS (2016–2018)
- Présentation des métiers de la recherche auprès des élèves de seconde de l'Institut Notre-Dame à Saint-Germain-en-Laye (3 interventions de 2017 à 2019)
- Animation d'ateliers « Fabriquez votre spectroscopie pour décomposer la lumière » : journées d'immersion des 1^{res} S à l'Université Paris-Sud (2016 et 2017), Fêtes de la Science à l'IAS (3 interventions de 2016 à 2018)
- Conférence grand public « Jusqu'où s'étend l'atmosphère du Soleil ? » présentée au « Sun Day » organisé par l'association ALCOR à Orsay (4 juin 2017)
- Participation à l'animation de l'exposition « Radiations, un danger pour les engins spatiaux » à la Cité des Sciences à Paris (24–29 avril 2018)
- Conférence grand public « S'échapper d'une étoile : l'épopée d'un photon » présentée avec Natalia Zambrana Prado au « Sun Day » organisé par l'association ALCOR à Orsay (3 juin 2018)
- Conférence grand public « Jusqu'où s'étend l'atmosphère du Soleil ? » pour les élèves du lycée Schweitzer (Le Raincy) lors de leur visite de l'IAS (10 avril 2019)

c.3 ORGANISATION DE SÉMINAIRES

Co-organisation des séminaires des doctorants de l'IAS pendant 2 ans, au rythme d'environ 1 séminaire par mois.

BIBLIOGRAPHY

- Antiochos, S. K. & Klimchuk, J. A. 1991. A Model for the Formation of Solar Prominences, *Astrophysical Journal*, 378, 372
- Antiochos, S. K., MacNeice, P. J., & Spicer, D. S. 2000. The Thermal Nonequilibrium of Prominences, *Astrophysical Journal*, 536, 494
- Antiochos, S. K., MacNeice, P. J., Spicer, D. S., & Klimchuk, J. A. 1999. The Dynamic Formation of Prominence Condensations, *Astrophysical Journal*, 512, 985
- Antolin, P. & Rouppe van der Voort, L. 2012. Observing the Fine Structure of Loops through High-Resolution Spectroscopic Observations of Coronal Rain with the CRISP Instrument at the Swedish Solar Telescope, *The Astrophysical Journal*, 745, 152
- Antolin, P., Shibata, K., & Vissers, G. 2010. Coronal Rain as a Marker for Coronal Heating Mechanisms, *Astrophysical Journal*, 716, 154
- Antolin, P., Vissers, G., Pereira, T. M. D., Rouppe van der Voort, L., & Scullion, E. 2015. The Multithermal and Multi-Stranded Nature of Coronal Rain, *The Astrophysical Journal*, 806, 81
- Antolin, P., Vissers, G., & Rouppe van der Voort, L. 2012. On-Disk Coronal Rain, *Solar Physics*, 280, 457
- Aschwanden, M. J. 2005, *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd Edition)*, Chichester, UK: Praxis Publishing Ltd.
- Aschwanden, M. J., Newmark, J. S., Delaboudinière, J.-P., Neupert, W. M., Klimchuk, J. A., Gary, G. A., Portier-Fozzani, F., & Zucker, A. 1999. Three-Dimensional Stereoscopic Analysis of Solar Active Region Loops. I. SOHO/EIT Observations at Temperatures of $(1.0-1.5) \times 10^6$ K, *The Astrophysical Journal*, 515, 842
- Aschwanden, M. J. & Nightingale, R. W. 2005. Elementary Loop Structures in the Solar Corona Analyzed from TRACE Triple-Filter Images, *Astrophysical Journal*, 633, 499
- Aschwanden, M. J., Nitta, N. V., Wuelser, J.-P., & Lemen, J. R. 2008. First 3D Reconstructions of Coronal Loops with the STEREO A+B Spacecraft. II. Electron Density and Temperature Measurements, *Astrophysical Journal*, 680, 1477
- Aschwanden, M. J. & Peter, H. 2017. The Width Distribution of Loops and Strands in the Solar Corona—Are We Hitting Rock Bottom?, *The Astrophysical Journal*, 840, 4
- Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014. Long-Period Intensity Pulsations in the Solar Corona during Activity Cycle 23, *Astronomy and Astrophysics*, 563, A8
- Auchère, F., Froment, C., Bocchialini, K., Buchlin, E., & Solomon, J. 2016a. On the Fourier and Wavelet Analysis of Coronal Time Series, *Astrophysical Journal*, 825, 110
- Auchère, F., Froment, C., Bocchialini, K., Buchlin, E., & Solomon, J. 2016b. Thermal Non-Equilibrium Revealed by Periodic Pulses of Random Amplitudes in Solar Coronal Loops, *Astrophysical Journal*, 827, 152
- Auchère, F., Froment, C., Soubrié, E., Antolin, P., Oliver, R., & Pelouze, G. 2018. The Coronal Monsoon: Thermal Nonequilibrium Revealed by Periodic Coronal Rain, *Astrophysical Journal*, 853, 176
- Barnes, W. T., Cargill, P. J., & Bradshaw, S. J. 2016a. Inference of Heating Properties from "Hot" Non-Flaring Plasmas in Active Region Cores. I. Single Nanoflares, *The Astrophysical Journal*, 829, 31
- Barnes, W. T., Cargill, P. J., & Bradshaw, S. J. 2016b. Inference of Heating Properties from "Hot" Non-Flaring Plasmas in Active Region Cores. II. Nanoflare Trains, *Astrophysical Journal*, 833,

- Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., et al. 2012. Initial Calibration of the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO), *Solar Physics*, 275, 41
- Bradley, L. & Young, P. 2011, *EIS Software Note No. 6: Warm and Hot Pixels on the EIS CCDs*
- Bradshaw, S. J. & Mason, H. E. 2003. A Self-Consistent Treatment of Radiation in Coronal Loop Modelling, *Astronomy and Astrophysics*, 401, 699
- Bradshaw, S. J. & Viall, N. M. 2016. Patterns of Activity in a Global Model of a Solar Active Region, *Astrophysical Journal*, 821, 63
- Brooks, D. H., Warren, H. P., & Ugarte-Urra, I. 2012. Solar Coronal Loops Resolved by Hinode and the Solar Dynamics Observatory, *Astrophysical Journal*, 755, L33
- Brown, C. M., Feldman, U., Seely, J. F., Korendyke, C. M., & Hara, H. 2008. Wavelengths and Intensities of Spectral Lines in the 171-211 and 245-291 Å Ranges from Five Solar Regions Recorded by the Extreme-Ultraviolet Imaging Spectrometer (EIS) on Hinode, *Astrophysical Journal, Supplement*, 176, 511
- Brown, C. M., Hara, H., Kamio, S., et al. 2007. Wavelength Determination for Solar Features Observed by the EUV Imaging Spectrometer on Hinode, *Publications of the ASJ*, 59, S865
- Bryans, P. 2010, *EIS Software Note No. 10: CCD Dark Current and Bias*
- Cargill, P. J. 2014. Active Region Emission Measure Distributions and Implications for Nanoflare Heating, *Astrophysical Journal*, 784, 49
- Cargill, P. J., Warren, H. P., & Bradshaw, S. J. 2015. Modelling Nanoflares in Active Regions and Implications for Coronal Heating Mechanisms, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 373, 20140260
- Cheung, M. C. M., De Pontieu, B., Martinez-Sykora, J., et al. 2019. Multi-Component Decomposition of Astronomical Spectra by Compressed Sensing, *arXiv:1902.03890 [astro-ph]*, *arXiv:1902.03890 [astro-ph]*
- Cirtain, J. W., Golub, L., Winebarger, A. R., et al. 2013. Energy Release in the Solar Corona from Spatially Resolved Magnetic Braids, *Nature*, 493, 501
- Culhane, J. L., Harra, L. K., James, A. M., et al. 2007. The EUV Imaging Spectrometer for Hinode, *Solar Physics*, 243, 19
- Dadashi, N., Teriaca, L., & Solanki, S. K. 2011. The Quiet Sun Average Doppler Shift of Coronal Lines up to 2 MK, *Astronomy and Astrophysics*, 534, A90
- de Ferrer, J. J. 1809. Observations of the Eclipse of the Sun, June 16th, 1806, Made at Kinderhook, in the State of New-York, *Transactions of the American Philosophical Society*, 6, 264
- De Groof, A., Bastiaensen, C., Müller, D. a. N., Berghmans, D., & Poedts, S. 2005. Detailed Comparison of Downflows Seen Both in EIT 30.4 Nm and Big Bear H α Movies, *Astronomy and Astrophysics*, 443, 319
- De Groof, A., Berghmans, D., van Driel-Gesztelyi, L., & Poedts, S. 2004. Intensity Variations in EIT Shutterless Mode: Waves or Flows?, *Astronomy and Astrophysics*, 415, 1141
- De Moortel, I. & Browning, P. 2015. Recent Advances in Coronal Heating, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 373, 20140269
- De Pontieu, B. 2015, *ITN 50: How to Request IRIS Coordinated Observations*
- De Pontieu, B., Title, A. M., Lemen, J. R., et al. 2014. The Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS), *Solar Physics*, 289, 2733
- Del Zanna, G. & Mason, H. E. 2003. Solar Active Regions: SOHO/CDS and TRACE Observations of Quiescent Coronal Loops, *Astronomy and Astrophysics*, 406, 1089
- Del Zanna, G., O'Dwyer, B., & Mason, H. E. 2011. SDO AIA and Hinode EIS Observations of "Warm" Loops, *Astronomy and Astrophysics*, 535, A46
- Del Zanna, G., Tripathi, D., Mason, H., Subramanian, S., & O'Dwyer, B. 2015. The Evolution of the Emission Measure Distribution in the Core of an Active Region, *Astronomy and Astrophysics*,

- 573, A104
- Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., et al. 1995. EIT: Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the SOHO Mission, *Solar Physics*, 162, 291
- Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997. CHIANTI - an Atomic Database for Emission Lines, *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 125
- Dere, K. P., Landi, E., Young, P. R., Del Zanna, G., Landini, M., & Mason, H. E. 2009. CHIANTI - an Atomic Database for Emission Lines. IX. Ionization Rates, Recombination Rates, Ionization Equilibria for the Elements Hydrogen through Zinc and Updated Atomic Data, *Astronomy and Astrophysics*, 498, 915
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995. The SOHO Mission: An Overview, *Solar Physics*, 162, 1
- Downs, C., Lionello, R., Mikić, Z., Linker, J. A., & Velli, M. 2016. Closed-Field Coronal Heating Driven by Wave Turbulence, *Astrophysical Journal*, 832, 180
- Driesman, A., Hynes, S., & Cancro, G. 2008. The STEREO Observatory, *Space Science Reviews*, 136, 17
- Edlén, B. 1943. Die Deutung Der Emissionslinien Im Spektrum Der Sonnenkorona. Mit 6 Abbildungen., *Zeitschrift fur Astrophysik*, 22, 30
- Fang, X., Xia, C., & Keppens, R. 2013. Multidimensional Modeling of Coronal Rain Dynamics, *Astrophysical Journal*, 771, L29
- Fang, X., Xia, C., Keppens, R., & Van Doorselaere, T. 2015. Coronal Rain in Magnetic Arcades: Rebound Shocks, Limit Cycles, and Shear Flows, *The Astrophysical Journal*, 807, 142
- Feldman, U. 1992. Elemental Abundances in the Upper Solar Atmosphere., *Physica Scripta*, 46, 202
- Feldman, U., Mandelbaum, P., Seely, J. F., Doschek, G. A., & Gursky, H. 1992. The Potential for Plasma Diagnostics from Stellar Extreme-Ultraviolet Observations, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 81, 387
- Foukal, P. 1978. Magnetic Loop, Downflows, and Convection in the Solar Corona., *Astrophysical Journal*, 223, 1046
- Foullon, C., Verwichte, E., & Nakariakov, V. M. 2004. Detection of Ultra-Long-Period Oscillations in an EUV Filament, *Astronomy and Astrophysics*, 427, L5
- Foullon, C., Verwichte, E., & Nakariakov, V. M. 2009. Ultra-Long-Period Oscillations in EUV Filaments Near to Eruption: Two-Wavelength Correlation and Seismology, *The Astrophysical Journal*, 700, 1658
- Freeland, S. L. & Handy, B. N. 2012. SolarSoft: Programming and Data Analysis Environment for Solar Physics, *Astrophysics Source Code Library*, ascl:1208.013
- Froment, C. 2016, Ph.D. Thesis, [Université Paris-Saclay](#), [Université Paris-Sud](#), [Institut d'Astrophysique Spatiale](#), Orsay, France
- Froment, C., Auchère, F., Aulanier, G., Mikić, Z., Bocchialini, K., Buchlin, E., & Solomon, J. 2017. Long-Period Intensity Pulsations in Coronal Loops Explained by Thermal Non-Equilibrium Cycles, *Astrophysical Journal*, 835, 272
- Froment, C., Auchère, F., Bocchialini, K., Buchlin, E., Guennou, C., & Solomon, J. 2015. Evidence for Evaporation-Incomplete Condensation Cycles in Warm Solar Coronal Loops, *Astrophysical Journal*, 807, 158
- Froment, C., Auchère, F., Mikić, Z., Aulanier, G., Bocchialini, K., Buchlin, E., Solomon, J., & Soubrié, E. 2018. On the Occurrence of Thermal Nonequilibrium in Coronal Loops, *Astrophysical Journal*, 855, 52
- Gabriel, A. H., Baudin, F., Boumier, P., et al. 2002. A Search for Solar g Modes in the GOLF Data, *Astronomy and Astrophysics*, 390, 1119
- Golub, L., Deluca, E., Austin, G., et al. 2007. The X-Ray Telescope (XRT) for the Hinode Mission, *Solar Physics*, 243, 63
- Grevesse, N. & Sauval, A. J. 1998. Standard Solar Composition, *Space Science Reviews*, 85, 161

BIBLIOGRAPHY

- Grotian, W. 1939. Zur Frage Der Deutung Der Linien Im Spektrum Der Sonnenkorona, *Naturwissenschaften*, 27, 214
- Guennou, C., Auchère, F., Klimchuk, J. A., Bocchialini, K., & Parenti, S. 2013. Can the Differential Emission Measure Constrain the Timescale of Energy Deposition in the Corona?, *Astrophysical Journal*, 774, 31
- Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., Bocchialini, K., Parenti, S., & Barbey, N. 2012a. On the Accuracy of the Differential Emission Measure Diagnostics of Solar Plasmas. Application to SDO/AIA. I. Isothermal Plasmas, *Astrophysical Journal, Supplement*, 203, 25
- Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., Bocchialini, K., Parenti, S., & Barbey, N. 2012b. On the Accuracy of the Differential Emission Measure Diagnostics of Solar Plasmas. Application to SDO/AIA. II. Multithermal Plasmas, *Astrophysical Journal, Supplement*, 203, 26
- Handy, B. N., Acton, L. W., Kankelborg, C. C., et al. 1999. The Transition Region and Coronal Explorer, *Solar Physics*, 187, 229
- Hara, H., Nishino, Y., Ichimoto, K., & Delaboudinière, J.-P. 2006. A Spectroscopic Observation of a Magnetic Reconnection Site in a Small Flaring Event, *The Astrophysical Journal*, 648, 712
- Hockey, T., Trimble, V., Williams, T. R., Bracher, K., Jarrell, R., Marché, J. D., & Ragep, F. J., eds. 2007, *Biographical Encyclopedia of Astronomers*, New York: Springer-Verlag
- Hortin, T. 2003, Ph.D. Thesis, *Université Paris-Sud*
- Howard, R. A., Moses, J. D., Vourlidas, A., et al. 2008. Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI), *Space Science Reviews*, 136, 67
- Johnston, C. D., Cargill, P. J., Antolin, P., Hood, A. W., De Moortel, I., & Bradshaw, S. J. 2019. The Effects of Numerical Resolution, Heating Timescales and Background Heating on Thermal Non-Equilibrium in Coronal Loops, *Astronomy and Astrophysics*, 625, A149
- Johnston, C. D., Hood, A. W., Cargill, P. J., & De Moortel, I. 2017a. A New Approach for Modelling Chromospheric Evaporation in Response to Enhanced Coronal Heating. I. The Method, *Astronomy and Astrophysics*, 597, A81
- Johnston, C. D., Hood, A. W., Cargill, P. J., & De Moortel, I. 2017b. A New Approach for Modelling Chromospheric Evaporation in Response to Enhanced Coronal Heating. II. Non-Uniform Heating, *Astronomy and Astrophysics*, 605, A8
- Kamio, S., Fredvik, T., & Young, P. 2011, *EIS Software Note No. 5: Orbital Drift of the EIS Wavelength Scale*
- Kamio, S., Hara, H., Watanabe, T., Fredvik, T., & Hansteen, V. H. 2010. Modeling of EIS Spectrum Drift from Instrumental Temperatures, *Solar Physics*, 266, 209
- Karpen, J. T. & Antiochos, S. K. 2008. Condensation Formation by Impulsive Heating in Prominences, *Astrophysical Journal*, 676, 658
- Karpen, J. T., Antiochos, S. K., Hohensee, M., Klimchuk, J. A., & MacNeice, P. J. 2001. Are Magnetic Dips Necessary for Prominence Formation?, *Astrophysical Journal, Letters*, 553, L85
- Karpen, J. T., Tanner, S. E. M., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2005. Prominence Formation by Thermal Nonequilibrium in the Sheared-Arcade Model, *Astrophysical Journal*, 635, 1319
- Kawaguchi, I. 1970. Observed Interaction between Prominences, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 22, 405
- Kayshap, P., Banerjee, D., & Srivastava, A. K. 2015. Diagnostics of a Coronal Hole and the Adjacent Quiet Sun by The Hinode/EUV Imaging Spectrometer (EIS), *Solar Physics*, 290, 2889
- Kippenhahn, R. & Schlüter, A. 1957. Eine Theorie Der Solaren Filamente. Mit 7 Textabbildungen, *Zeitschrift für Astrophysik*, 43, 36
- Klimchuk, J. A. 2006. On Solving the Coronal Heating Problem, *Solar Physics*, 234, 41
- Klimchuk, J. A. 2015. Key Aspects of Coronal Heating, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 373, 20140256

- Klimchuk, J. A., Karpen, J. T., & Antiochos, S. K. 2010. Can Thermal Nonequilibrium Explain Coronal Loops?, *Astrophysical Journal*, 714, 1239
- Kobayashi, K., Cirtain, J., Winebarger, A. R., et al. 2014. The High-Resolution Coronal Imager (Hi-C), *Solar Physics*, 289, 4393
- Korendyke, C. M., Brown, C. M., Thomas, R. J., et al. 2006. Optics and Mechanisms for the Extreme-Ultraviolet Imaging Spectrometer on the Solar-B Satellite, *Applied Optics*, 45, 8674
- Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., et al. 2007. The Hinode (Solar-B) Mission: An Overview, *Solar Physics*, 243, 3
- Kuin, N. P. M. & Martens, P. C. H. 1982. On the Thermal Stability of Hot Coronal Loops - The Coupling between Chromosphere and Corona, *Astronomy and Astrophysics*, 108, L1
- Kuperus, M. & Raadu, M. A. 1974. The Support of Prominences Formed in Neutral Sheets, *Astronomy and Astrophysics*, 31, 189
- Landi, E., Del Zanna, G., Young, P. R., Dere, K. P., & Mason, H. E. 2012. CHIANTI—An Atomic Database for Emission Lines. XII. Version 7 of the Database, *Astrophysical Journal*, 744, 99
- Landi, E., Feldman, U., & Dere, K. P. 2002. CHIANTI-An Atomic Database for Emission Lines. V. Comparison with an Isothermal Spectrum Observed with SUMER, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 139, 281
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO), *Solar Physics*, 275, 17
- Leroy, J.-L. 1972. Emissions 'froides' Dans La Couronne Solaire, *Solar Physics*, 25, 413
- Linker, J. A., Lionello, R., Mikić, Z., & Amari, T. 2001. Magnetohydrodynamic Modeling of Prominence Formation within a Helmet Streamer, *Journal of Geophysical Research*, 106, 25165
- Lionello, R., Alexander, C. E., Winebarger, A. R., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2016. Can Large Time Delays Observed in Light Curves of Coronal Loops Be Explained in Impulsive Heating?, *The Astrophysical Journal*, 818, 129
- Lionello, R., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2009. Multispectral Emission of the Sun During the First Whole Sun Month: Magnetohydrodynamic Simulations, *Astrophysical Journal*, 690, 902
- Lionello, R., Winebarger, A. R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2013. Thermal Non-Equilibrium Revisited: A Heating Model for Coronal Loops, *Astrophysical Journal*, 773, 134
- Liu, W., De Pontieu, B., Vial, J.-C., Title, A. M., Carlsson, M., Uitenbroek, H., Okamoto, T. J., Berger, T. E., & Antolin, P. 2015. First High-Resolution Spectroscopic Observations of an Erupting Prominence Within a Coronal Mass Ejection by the Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS), *The Astrophysical Journal*, 803, 85
- Lockyer, J. N. 1868. Notice of an Observation of the Spectrum of a Solar Prominence, *Proceedings of the Royal Society of London Series I*, 17, 91
- Madjarska, M. S. 2019. Coronal Bright Points, *Living Reviews in Solar Physics*, 16, 2
- Mariska, J. 2010a, *EIS Software Note No. 2: EIS Radiometric Calibration*
- Mariska, J. 2010b, *EIS Software Note No. 9: EIS Pointing*
- Mariska, J. 2016, *EIS Software Note No. 20: EIS/AIA Coalignment*
- Mariska, J. T., Warren, H. P., Williams, D. R., & Watanabe, T. 2008. Observations of Doppler Shift Oscillations with the EUV Imaging Spectrometer on Hinode, *The Astrophysical Journal*, 681, L41
- Martens, P. C. H., Kankelborg, C. C., & Berger, T. E. 2000. On the Nature of the "Moss" Observed by TRACE, *The Astrophysical Journal*, 537, 471
- Martens, P. C. H. & Kuin, N. P. M. 1983. The Thermal Evolution of Resonantly Heated Coronal Loops, *Astronomy and Astrophysics*, 123, 216
- McWhirter, R. W. P., Thonemann, P. C., & Wilson, R. 1975. The Heating of the Solar Corona. II. A Model Based on Energy Balance., *Astronomy and Astrophysics*, 40, 63

BIBLIOGRAPHY

- Mikić, Z., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Winebarger, A. R. 2013. The Importance of Geometric Effects in Coronal Loop Models, *Astrophysical Journal*, 773, 94
- Mok, Y., Drake, J. F., Schnack, D. D., & van Hoven, G. 1990. Prominence Formation in a Coronal Loop, *The Astrophysical Journal*, 359, 228
- Mok, Y., Mikić, Z., Lionello, R., Downs, C., & Linker, J. A. 2016. A Three-Dimensional Model of Active Region 7986: Comparison of Simulations with Observations, *Astrophysical Journal*, 817, 15
- Mok, Y., Mikić, Z., Lionello, R., & Linker, J. A. 2008. The Formation of Coronal Loops by Thermal Instability in Three Dimensions, *Astrophysical Journal, Letters*, 679, L161
- Müller, D. A. N., De Groof, A., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2005. High-Speed Coronal Rain, *Astronomy and Astrophysics*, 436, 1067
- Müller, D. a. N., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2003. Dynamics of Solar Coronal Loops. I. Condensation in Cool Loops and Its Effect on Transition Region Lines, *Astronomy and Astrophysics*, 411, 605
- Müller, D. a. N., Peter, H., & Hansteen, V. H. 2004. Dynamics of Solar Coronal Loops. II. Catastrophic Cooling and High-Speed Downflows, *Astronomy and Astrophysics*, 424, 289
- Mulu-Moore, F. M., Winebarger, A. R., Warren, H. P., & Aschwanden, M. J. 2011. Determining the Structure of Solar Coronal Loops Using Their Evolution, *Astrophysical Journal*, 733, 59
- Muratori, L. A. 1729, *Rerum Italicarum scriptores*, Vol. 14, Mediolani: ex typographia Societatis Palatinae in Regia Curia
- O'Shea, E., Banerjee, D., & Doyle, J. G. 2007. Plasma Condensation in Coronal Loops, *Astronomy and Astrophysics*, 475, L25
- Parker, E. N. 1972. Topological Dissipation and the Small-Scale Fields in Turbulent Gases, *Astrophysical Journal*, 174, 499
- Parker, E. N. 1988. Nanoflares and the Solar X-Ray Corona, *The Astrophysical Journal*, 330, 474
- Parnell, C. E. & De Moortel, I. 2012. A Contemporary View of Coronal Heating, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 370, 3217
- Payne, C. H. 1925. Astrophysical Data Bearing on the Relative Abundance of the Elements, *Proceedings of the National Academy of Science*, 11, 192
- Pelouze, G., Auchère, F., Bocchialini, K., Froment, C., Parenti, S., & Soubrié, E. 2019b. On the Spectroscopic Detection of Periodic Plasma Flows in Loops Undergoing Thermal Non-Equilibrium, *Submitted to Astronomy & Astrophysics*
- Pelouze, G., Auchère, F., Bocchialini, K., Harra, L., Baker, D., Warren, H. P., Brooks, D. H., & Mariska, J. T. 2019a. Comprehensive Determination of the Hinode/EIS Roll Angle, *Solar Physics*, 294, 59
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012. The Solar Dynamics Observatory (SDO), *Solar Physics*, 275, 3
- Peter, H. & Judge, P. G. 1999. On the Doppler Shifts of Solar Ultraviolet Emission Lines, *Astrophysical Journal*, 522, 1148
- Pneuman, G. W. 1983. The Formation of Solar Prominences by Magnetic Reconnection and Condensation, *Solar Physics*, 88, 219
- Pottasch, S. R. 1963. The Lower Solar Corona: Interpretation of the Ultraviolet Spectrum., *Astrophysical Journal*, 137, 945
- Pottasch, S. R. 1965. On the Radiative Cooling Rate in Stellar Atmospheres, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 18, 7
- Ramsay, W. 1895a. I. Helium, a Gaseous Constituent of Certain Minerals. Part I, *Proceedings of the Royal Society of London*, 58, 80
- Ramsay, W. 1895b. I. On a Gas Showing the Spectrum of Helium, the Reputed Cause of D3, One of the Lines in the Coronal Spectrum. Preliminary Note, *Proceedings of the Royal Society of London*, 58, 65

- Ramsay, W. 1896. II. Helium, a Gaseous Constituent of Certain Minerals. Part II—Density, *Proceedings of the Royal Society of London*, 59, 325
- Reale, F. 2014. Coronal Loops: Observations and Modeling of Confined Plasma, *Living Reviews in Solar Physics*, 11, 4
- Rosner, R., Tucker, W. H., & Vaiana, G. S. 1978. Dynamics of the Quiescent Solar Corona, *Astrophysical Journal*, 220, 643
- Sandlin, G. D., Brueckner, G. E., & Tousey, R. 1977. Forbidden Lines of the Solar Corona and Transition Zone: 975 - 3000 Å., *Astrophysical Journal*, 214, 898
- Scargle, J. D. 1982. Studies in Astronomical Time Series Analysis. II. Statistical Aspects of Spectral Analysis of Unevenly Spaced Data., *Astrophysical Journal*, 263, 835
- Scharmer, G. B., Bjelksjo, K., Korhonen, T. K., Lindberg, B., & Petterson, B. 2003. The 1-Meter Swedish Solar Telescope, *Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics*, 4853, 341
- Scharmer, G. B., Narayan, G., Hillberg, T., de la Cruz Rodriguez, J., Löfdahl, M. G., Kiselman, D., Sütterlin, P., van Noort, M., & Lagg, A. 2008. CRISP Spectropolarimetric Imaging of Penumbral Fine Structure, *The Astrophysical Journal*, 689, L69
- Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., et al. 2012. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO), *Solar Physics*, 275, 207
- Schmelz, J. T. & Pathak, S. 2012. The Cold Shoulder: Emission Measure Distributions of Active Region Cores, *The Astrophysical Journal*, 756, 126
- Schmieder, B., Heinzel, P., Wiik, J. E., Lemen, J., Anwar, B., Kotrc, P., & Hiei, E. 1995. Relation between Cool and Hot Post-Flare Loops of 26 June 1992 Derived from Optical and X-Ray (SXT-YOHKOH) Observations, *Solar Physics*, 156, 337
- Schrijver, C. J. 2001. Catastrophic Cooling and High-Speed Downflow in Quiescent Solar Coronal Loops Observed with TRACE, *Solar Physics*, 198, 325
- Schrijver, C. J., Title, A. M., Berger, T. E., et al. 1999. A New View of the Solar Outer Atmosphere by the Transition Region and Coronal Explorer, *Solar Physics*, 187, 261
- Scullion, E., Rouppe van der Voort, L., Antolin, P., Wedemeyer, S., Vissers, G., Kontar, E. P., & Gallagher, P. T. 2016. Observing the Formation of Flare-Driven Coronal Rain, *The Astrophysical Journal*, 833, 184
- Scullion, E., Rouppe van der Voort, L., Wedemeyer, S., & Antolin, P. 2014. Unresolved Fine-Scale Structure in Solar Coronal Loop-Tops, *The Astrophysical Journal*, 797, 36
- Secchi, P. A. 1875, *Le Soleil*, Vol. 1, Paris: Gauthier-Villars
- Shimizu, T., Katsukawa, Y., Matsuzaki, K., et al. 2007. Hinode Calibration for Precise Image Co-Alignment between SOT and XRT (2006 November-2007 April), *Publications of the ASJ*, 59, S845
- Shimojo, M., Kurokawa, H., & Yoshimura, K. 2002. Dynamical Features and Evolutional Characteristics of Brightening Coronal Loops, *Solar Physics*, 206, 133
- Spadaro, D., Lanza, A. F., Lanzafame, A. C., Karpen, J. T., Antiochos, S. K., Klimchuk, J. A., & MacNeice, P. J. 2003. A Transient Heating Model for Coronal Structure and Dynamics, *The Astrophysical Journal*, 582, 486
- Spitzer, L. 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*, 2nd edn., New York: Interscience
- Stephenson, F. R. 2008, *Historical Eclipses and Earth's Rotation*, Cambridge, UK: Cambridge University Press
- Susino, R., Lanzafame, A. C., Lanza, A. F., & Spadaro, D. 2010. Signatures of Impulsive Localized Heating in the Temperature Distribution of Multi-Stranded Coronal Loops, *Astrophysical Journal*, 709, 499
- Sviatsky, D. 1923. L'Astronomie Dans Les Chroniques Russes, *L'Astronomie*, 37, 418

BIBLIOGRAPHY

- Thompson, W. T. 2006. Coordinate Systems for Solar Image Data, *Astronomy and Astrophysics*, 449, 791
- Thomson, W. 1871. Inaugural Address to the British Association Meeting at Edinburgh, *Nature*, 4, 261
- Threlfall, J., De Moortel, I., & Conlon, T. 2017. Above the Noise: The Search for Periodicities in the Inner Heliosphere, *Solar Physics*, 292, 165
- Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al. 2008. The Solar Optical Telescope for the Hinode Mission: An Overview, *Solar Physics*, 249, 167
- Ugarte-Urra, I. 2016, *EIS Software Note No. 8: EIS Point Spread Function*
- Ugarte-Urra, I., Warren, H. P., & Brooks, D. H. 2009a. Active Region Transition Region Loop Populations and Their Relationship to the Corona, *The Astrophysical Journal*, 695, 642
- Ugarte-Urra, I., Warren, H. P., & Brooks, D. H. 2009b. Active Region Transition Region Loop Populations and Their Relationship to the Corona, *Astrophysical Journal*, 695, 642
- Ugarte-Urra, I., Winebarger, A. R., & Warren, H. P. 2006. An Investigation into the Variability of Heating in a Solar Active Region, *Astrophysical Journal*, 643, 1245
- van Ballegooijen, A. A., Asgari-Targhi, M., & Berger, M. A. 2014. On the Relationship Between Photospheric Footpoint Motions and Coronal Heating in Solar Active Regions, *Astrophysical Journal*, 787, 87
- van Ballegooijen, A. A., Asgari-Targhi, M., Cranmer, S. R., & DeLuca, E. E. 2011. Heating of the Solar Chromosphere and Corona by Alfvén Wave Turbulence, *The Astrophysical Journal*, 736, 3
- Vashalomidze, Z., Kukhianidze, V., Zaqarashvili, T. V., Oliver, R., Shergelashvili, B., Ramishvili, G., Poedts, S., & De Causmaecker, P. 2015. Formation and Evolution of Coronal Rain Observed by SDO/AIA on February 22, 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 577, A136
- Velli, M., Pucci, F., Rappazzo, F., & Tenerani, A. 2015. Models of Coronal Heating, Turbulence and Fast Reconnection, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 373, 20140262
- Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2011. Patterns of Nanoflare Storm Heating Exhibited by an Active Region Observed with Solar Dynamics Observatory/Atmospheric Imaging Assembly, *Astrophysical Journal*, 738, 24
- Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2012. Evidence for Widespread Cooling in an Active Region Observed with the SDO Atmospheric Imaging Assembly, *Astrophysical Journal*, 753, 35
- Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2013. Modeling the Line-of-Sight Integrated Emission in the Corona: Implications for Coronal Heating, *Astrophysical Journal*, 771, 115
- Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2015. The Transition Region Response to a Coronal Nanoflare: Forward Modeling and Observations in SDO/AIA, *The Astrophysical Journal*, 799, 58
- Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2016. Signatures of Steady Heating in Time Lag Analysis of Coronal Emission, *Astrophysical Journal*, 828, 76
- Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2017. A Survey of Nanoflare Properties in Active Regions Observed with the Solar Dynamics Observatory, *Astrophysical Journal*, 842, 108
- Wang, X., McIntosh, S. W., Curdt, W., Tian, H., Peter, H., & Xia, L.-D. 2013. Temperature Dependence of Ultraviolet Line Parameters in Network and Internetwork Regions of the Quiet Sun and Coronal Holes, *Astronomy and Astrophysics*, 557, A126
- Warren, H. P., Winebarger, A. R., & Brooks, D. H. 2010. Evidence for Steady Heating: Observations of an Active Region Core with Hinode and TRACE, *The Astrophysical Journal*, 711, 228
- Warren, H. P., Winebarger, A. R., & Hamilton, P. S. 2002. Hydrodynamic Modeling of Active Region Loops, *Astrophysical Journal*, 579, L41
- Warren, H. P., Winebarger, A. R., & Mariska, J. T. 2003. Evolving Active Region Loops Observed with the Transition Region and Coronal Explorer. II. Time-Dependent Hydrodynamic Simulations, *Astrophysical Journal*, 593, 1174

- Winebarger, A. R., Lionello, R., Downs, C., Mikić, Z., Linker, J., & Mok, Y. 2016. An Investigation of Time Lag Maps Using Three-Dimensional Simulations of Highly Stratified Heating, *The Astrophysical Journal*, 831, 172
- Winebarger, A. R. & Warren, H. P. 2005. Cooling Active Region Loops Observed with SXT and TRACE, *Astrophysical Journal*, 626, 543
- Winebarger, A. R., Warren, H. P., & Seaton, D. B. 2003. Evolving Active Region Loops Observed with the Transition Region and Coronal Explorer. I. Observations, *Astrophysical Journal*, 593, 1164
- Wuelser, J.-P., Lemen, J. R., Tarbell, T. D., et al. 2004. EUVI: The STEREO-SECCHI Extreme Ultraviolet Imager, *Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics*, 5171, 111
- Xia, C., Chen, P. F., Keppens, R., & van Marle, A. J. 2011. Formation of Solar Filaments by Steady and Nonsteady Chromospheric Heating, *Astrophysical Journal*, 737, 27
- Xia, C., Keppens, R., Antolin, P., & Porth, O. 2014. Simulating the in Situ Condensation Process of Solar Prominences, *The Astrophysical Journal*, 792, L38
- Xia, C., Keppens, R., & Fang, X. 2017. Coronal Rain in Magnetic Bipolar Weak Fields, *Astronomy and Astrophysics*, 603, A42
- Yoshimura, K. & McKenzie, D. E. 2015. Calibration of Hinode/XRT for Coalignment, *Solar Physics*, 290, 2355
- Young, P. 2010, *EIS Software Note No. 4: The EIS Slit Tilts*
- Young, P. 2011a, *EIS Software Note No. 3: Spatial Y-Offsets between Different Wavelengths (Spectrum Tilt and CCD Offset)*
- Young, P. 2011b, *EIS Software Note No. 7: Instrumental Line Widths for the Narrow Slits of EIS*
- Young, P. 2013, *EIS Software Note No. 1: Calibrating EIS Data: The EIS PREP Routine*
- Young, P. 2015, *EIS Software Note No. 16: EIS_AUTO_FIT and SPEC_GAUSS_EIS: Gaussian Fitting Routines for the Hinode/EIS Mission*
- Young, P. R., Doschek, G. A., Warren, H. P., & Hara, H. 2013. Properties of a Solar Flare Kernel Observed by Hinode and SDO, *Astrophysical Journal*, 766, 127
- Young, P. R., O'Dwyer, B., & Mason, H. E. 2012. Velocity Measurements for a Solar Active Region Fan Loop from Hinode/EIS Observations, *Astrophysical Journal*, 744, 14

TABLE DES FIGURES

1.1	Photographie de l'éclipse du 21 août 2017	6
1.2	Température et densité dans l'atmosphère solaire (Aschwanden, 2005)	7
1.3	Boucles coronales observées par TRACE et AIA	10
1.4	Fonction de pertes radiatives (Dere et al., 2009)	13
1.5	Schéma d'un cycle de condensation et d'évaporation	15
1.6	Simulation de cycles de TNE (Mikić et al., 2013)	17
1.7	Détection de pulsations d'intensité de longue période avec AIA (Froment, 2016)	19
2.1	Schéma du satellite <i>Hinode</i> (Kosugi et al., 2007)	24
2.2	Schéma optique du spectromètre-imageur EUV <i>Hinode</i> /EIS (Culhane et al., 2007)	24
2.3	Schéma des étapes de correction du pointage de EIS	28
2.4	Angle de roulis de EIS en fonction de différents paramètres	41
2.5	Distributions partielles de l'angle de roulis de EIS en fonction de différents paramètres d'observation	42
3.1	Largeur de la raie ajustée Δ^{Fit} en fonction de la vitesse v_{loop}	64
3.2	Intensité et largeur de raie pour le cas 1	65
3.3	Intensité et largeur de raie pour le cas 2	65
3.4	Intensité et largeur de raie pour le cas 8	65
3.5	Détection de pulsations avec AIA dans la région active observée dans le HOP 347	72
3.6	Cartes d'intensité et de vitesses mesurées par EIS lors du HOP 347	72
3.7	Évolution de l'intensité et de la vitesse le long du chemin défini pour le HOP 347	73
4.1	Position de <i>STEREO</i> pendant l'observation du <i>rain bow</i>	78
4.2	Observation du <i>rain bow</i> depuis <i>STEREO B</i> et <i>SDO/AIA</i>	79
4.3	Émission à 304 Å du <i>rain bow</i> sur le disque, divisée par l'arrière-plan	80
4.4	Reconstruction de la géométrie du <i>rain bow</i>	81
4.5	Magnétogramme et reconstruction du champ magnétique du <i>rain bow</i>	82
4.6	Reconstruction géométrique et magnétique du <i>rain bow</i>	83
4.7	Géométrie et champ magnétique issus de l'extrapolation magnétique pour le <i>rain bow</i>	83
4.8	Géométries du <i>rain bow</i> projetées sur des images <i>SDO/AIA</i>	85
4.9	Fonction de chauffage utilisée dans les simulations	89
4.10	Géométrie et champ magnétique du <i>rain bow</i> issus de la reconstruction stéréoscopique	91
4.11	Pas de grille utilisé pour les simulations	93
4.12	Évolution de la température pour une portion de l'espace des paramètres de la boucle <i>A60</i>	95
4.13	Simulation de pulsations avec condensations incomplètes	96
4.14	Simulation de pulsations avec condensations complètes	97
4.15	Formation d'une protubérance	99
4.16	Synthèse de l'espace des paramètres explorés avec la géométrie stéréoscopique	100

TABLE DES FIGURES

4.17	Évolution de la température pour une portion de l'espace des paramètres de la boucle <i>E2</i>	101
4.18	Synthèse de l'espace des paramètres explorés pour les lignes de champ extrapolées	102
4.19	Effet de la densité de la chromosphère sur les simulations	103
4.20	Effet de la résolution et de la conductivité sur les simulations	104
4.21	Paramètre β pour trois simulations du <i>rain bow</i>	104

TABLE DES VIDÉOS

3.1 Détection de pulsations avec AIA dans la région active observée dans le HOP 347	72
4.2 Observation du <i>rain bow</i> depuis STEREO B et SDO/AIA	79
4.3 Émission à 304 Å du <i>rain bow</i> sur le disque, divisée par l'arrière-plan	80

Les vidéos sont distribuées en annexes de ce document, téléchargeables à l'adresse :
<https://www.theses.fr/2019SACLS247/document>.

Titre : Interprétation unifiée des écoulements associés à des cycles de condensation et d'évaporation dans les boucles coronales

Mots clés : couronne solaire, boucles coronales, chauffage coronal, diagnostics des plasmas, simulations numériques, analyse de données

Résumé : La couche la plus externe de l'atmosphère solaire, la couronne, est composée de plasma dont la température dépasse de plusieurs ordres de grandeur celle de la surface. Expliquer comment la couronne est chauffée à des températures de l'ordre d'un million de degrés constitue un défi majeur de la physique solaire. Dans ce contexte, je m'intéresse au chauffage des boucles coronales (qui sont des structures composées de plasma confiné dans des tubes de champ magnétique) et plus particulièrement aux cycles de non-équilibre thermique (TNE). L'étude de ces cycles permet de caractériser le chauffage des boucles. Ces cycles se développent dans des boucles soumises à un chauffage fortement stratifié, localisé près de leurs pieds. Ils se traduisent notamment par une variation périodique de la température et de la densité du plasma dans la boucle. Ces variations engendrent des pulsations d'intensité de longue période, qui sont détectées depuis peu dans l'émission en extrême-ultraviolet (EUV) de certaines boucles coronales. Par ailleurs, des écoulements périodiques de plasma à températures coronales se produisent durant ces cycles. Dans certains cas, le plasma qui s'écoule peut refroidir de plusieurs ordres de grandeur et former de la pluie coronale périodique.

Durant ma thèse, j'ai travaillé à la première détection de ces écoulements à haute et à basse température. En utilisant des séries temporelles de spectres EUV de l'instrument Hinode/EIS, j'ai mesuré la vitesse Doppler du plasma dans des boucles dans lesquelles on détecte des pulsations d'intensité. Cela m'a permis de détecter des écoulements de plasma à température coronale associés à certaines pulsations d'inten-

sité. Par ailleurs, j'ai participé à la détection d'un événement de pluie coronale périodique (à température plus froide) dans des séries d'images de l'instrument SDO/AIA. Ces détections permettent de confirmer que les pulsations d'intensité de longue période sont bien le résultat de cycles de TNE, ainsi que d'apporter de nouvelles contraintes sur le chauffage des boucles coronales. Cela permet notamment de conclure que le chauffage des boucles coronales est localisé près de leurs pieds et que le temps de répétition des événements de chauffage est inférieur au temps de refroidissement du plasma.

Afin de détecter les écoulements à haute température, j'ai dû corriger de nombreux effets instrumentaux de EIS. J'ai notamment développé une nouvelle méthode pour aligner les spectres avec des images de l'instrument AIA, qui permet de corriger l'angle de roulis et la variation aléatoire du pointage de EIS. En appliquant cette méthode à un grand nombre de spectres, j'ai réalisé la première mesure systématique de l'angle de roulis de l'instrument.

Par la suite, j'ai réalisé des simulations numériques du cas de pluie coronale périodique. Dans ces simulations, j'ai calculé l'évolution du plasma dans la boucle pour différents paramètres de chauffage et différentes géométries du champ magnétique. Cela m'a permis d'identifier les paramètres de chauffage permettant de reproduire le comportement observé. Avec ces simulations, j'ai par ailleurs pu comprendre comment l'asymétrie de la boucle et du chauffage conditionnent la température minimale atteinte par les écoulements qui se forment lors des cycles de non-équilibre thermique.

Title: Unified interpretation of flows associated with condensation and evaporation cycles in coronal loops

Keywords: solar corona, coronal loops, coronal heating, plasma diagnostics, numerical simulations, data analysis

Abstract: The outermost layer of the solar atmosphere, the corona, is composed of plasma which is hotter than the surface by several orders of magnitude. One of the main challenges in solar physics is to explain how the corona is formed and heated to temperatures of a few million degrees. In this context, I focus on the heating of coronal loops (which are structures composed of plasma confined in magnetic field tubes), and more precisely on thermal non-equilibrium (TNE) cycles. Studying these cycles allows us to characterize the heating of coronal loops. These cycles occur in loops with a highly stratified heating, localized near their footpoints. Among other effects, they cause periodic variations of the temperature and density of the plasma in the loop. These variations result in long-period intensity pulsations, which have recently been detected in the extreme-ultraviolet (EUV) emission of some coronal loops. In addition, periodic flows of plasma at coronal temperatures occur during these cycles. In some cases, the flowing plasma can cool down by several orders of magnitude, and thus form periodic coronal rain.

During my thesis, I worked on the first detection of these periodic plasma flows at coronal and lower temperatures. Using time series of spatially-resolved EUV spectra from the instrument Hinode/EIS, I measured the Doppler velocity of plasma in loops undergoing long-period intensity pulsations. This allowed me to detect flows of plasma at coronal temperatures associated with some maxima of the intensity pulsations. In

addition, I took part in the detection of an event of periodic coronal rain (at cooler temperatures), using series of images from the instrument SDO/AIA. These detections confirm that the long-period intensity pulsations detected in coronal loops are indeed the result of TNE cycles, and allow to better constrain the heating of the loops. From this, I conclude that the heating of coronal loops is highly stratified, localized near their footpoints, and that the heating events have a repetition time shorter than the cooling time of the plasma.

Detecting the flows of plasma at coronal temperatures required that I correct many EIS instrumental effects. To that aim, I developed a new method for coaligning EIS spectra with images from AIA. This method can correct the roll angle and the jitter (a random variation of the pointing) of EIS. By applying it to a large number of spectra, I carried out a comprehensive determination of the EIS roll angle.

I also performed numerical simulations of the periodic coronal rain event. In these simulations, I computed the evolution of the plasma in the loop for different values of the heating parameters, as well as several magnetic field geometries. This allowed me to determine the heating parameters which are required to reproduce the observed behavior of this loop. By analyzing these simulations, I was also able to understand how the asymmetry of the loop and of the heating determine the minimum temperature of the plasma flows which form during thermal non-equilibrium cycles.

