



HAL
open science

Pulsations d'intensité de longue période : signature de la stratification et de la fréquence du chauffage dans les boucles coronales solaires

Clara Froment

► To cite this version:

Clara Froment. Pulsations d'intensité de longue période : signature de la stratification et de la fréquence du chauffage dans les boucles coronales solaires. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS235 . tel-01402981

HAL Id: tel-01402981

<https://theses.hal.science/tel-01402981>

Submitted on 25 Nov 2016

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

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

THÈSE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE N° 572
ONDES ET MATIÈRE
SPÉCIALITÉ DE DOCTORAT : PHYSIQUE DES PLASMAS

Par

Clara FROMENT

PULSATIONS D'INTENSITÉ DE LONGUE PÉRIODE :
SIGNATURE DE LA STRATIFICATION ET DE LA FRÉQUENCE
DU CHAUFFAGE DANS LES BOUCLES CORONALES SOLAIRES

Thèse dirigée par **Frédéric AUCHÈRE**
et co-encadrée par **Karine BOCCHIALINI**

préparée au sein de
l'Institut d'Astrophysique Spatiale

Thèse soutenue à l'IAS, le **29 septembre 2016**
devant le jury composé de :

Mme Catherine KRAFFT	Professeure, Université Paris-Saclay	Présidente du jury
M. Patrick ANTOLIN	Chargé de Recherche, Université de St Andrews	Rapporteur
M. Spiros PATSOURAKOS	Professeur Associé, Université d'Ioannina	Rapporteur
Mme Anik DE GROOF	Directrice de Recherche, ESA	Examinatrice
M. Étienne PARIAT	Chargé de Recherche, CNRS	Examinateur
M. Frédéric AUCHÈRE	Astronome, OSUPS	Directeur de thèse

Remerciements

Durant ces trois années de thèse qui ont été intenses et incroyablement enrichissantes, j'ai pu rencontrer et travailler avec de nombreuses personnes que je souhaite remercier ici. Il m'est probablement impossible de faire une liste exhaustive de tous ceux que je tiens à remercier. J'espère cependant pouvoir retranscrire fidèlement combien chacun de vos soutiens ont été essentiel pour moi.

Je souhaite tout d'abord exprimer toute ma gratitude à Frédéric Auchère et à Karine Bocchialini qui ont été de formidables encadrants de thèse. Ça a été un réel plaisir de travailler avec vous et j'espère que cela continuera ! Merci de m'avoir fait confiance en me permettant de travailler sur cette incroyable sujet ainsi que pour vos conseils et vos encouragements plus que précieux !

Je souhaite également remercier Patrick Antolin, Spiros Patsourakos, Anik De Groof, Catherine Krafft et Étienne Pariat d'avoir accepté de faire partie du mon jury de thèse. Je remercie tout particulièrement Patrick A. et Spiros P. pour avoir accepté d'être rapporteur et pour vos remarques et conseils très pertinents.

Je remercie toutes les personnes avec qui j'ai collaborées pendant ces trois années. Un grand merci en particulier à Guillaume Aulanier et à Zoran Mikić, avec qui j'ai beaucoup appris. Merci d'avoir pris le temps de me former à l'utilisation de vos codes respectifs et pour votre enthousiasme pour les résultats obtenus !

Merci à toutes les personnes que j'ai pu croiser lors de conférences et avec qui j'ai eu des discussions très intéressantes. Je pense en particulier à Jim Klimchuk et à Patrick Antolin. Merci à vous pour votre intérêt sur ce sujet et les nombreuses et fructueuses discussions qui ont suivi !

Merci à John Leibacher, pour tes relectures de certains de mes textes en anglais, pour ta gentillesse et pour avoir eu confiance en mon expertise !

Je n'oublie pas l'équipe solaire de l'IAS, en particulier Eric Buchlin et Jacques Solomon qui ont suivi de mon travail de près pendant ces trois ans. Merci beaucoup pour tous vos conseils ! Merci à toute l'équipe de m'avoir accueillie, Frédéric Baudin, Thierry Appourchaux, João Marques, Susanna Parenti, Patrick Boumier, Miho Janvier, Cilia Damiani et Jean-Claude Vial, merci pour vos conseils et pour m'avoir encouragé lors de ma soutenance !

Un grand merci enfin à toutes les personnes que j'ai rencontrées à l'IAS, dans le désordre le plus complet et en oubliant sûrement du monde, Véronique S., Patricia J., Chloé Guallar, Catherine C., Matthieu L, Julien G., Stéphane C., Pablo A., Jeff R., Hervé B., Elie S, Claude M., John C., Cédric P., Claudia R., Vincent B., Medhi B., Orlagh C., Matthieu C., Guillaume H., Alexandre Boucaud, Martine C-Y. Merci pour votre aide quand j'en avais besoin et toutes les discussions partagées. Merci à toi Chloé Guennou pour m'avoir aidé à utiliser ton outil d'inversion DEM et pour tes encouragements en début de thèse (et bien d'autres par la suite !). Et surtout merci pour ta bonne humeur !

Je remercie aussi évidemment les thésards de l'IAS. En particulier, JB, Marti, Raoul et Chentao avec qui j'ai partagés les dernières semaines de rédaction. Merci d'avoir rendu cette période bien plus drôle ! Merci à tous ceux avec qui j'ai partagés mon bureau ou les fameux SnB et autres PhD events, Vincent J., Miguel G., Antoine M., Agnès F., Nicolas

L., Lucie R., Frédéric M., David G., et bien d'autres! Je souhaite en passant une super thèse à Gabriel Pelouze qui vient de d'intégrer l'équipe solaire. Bonne chance à toi!

And the last but not the least... Un immense merci à ma famille et mes amis d'avoir été là dans les meilleurs moments comme dans les moins bons. Je pense en particulier à mère Dominique et à ma soeur Élisabeth (merci à toi et à Johan pour ces week-ends tourangeaux plus que ressourçants!). Merci à Anne-Solenne, pour ton amitié et ton soutien. Merci de me faire rire même quand ce n'est pas drôle du tout!

Merci à toute la famille Bouyssou au sens large. Pour tout ce temps passé ensemble à Orléans, en Auvergne ou dans le Périgord. Je n'oublie pas les Bergeault pour leur gentillesse légendaire! Merci à tout ceux qui ont pu venir à ma soutenance, à Kevin, Sandrine et Pierre d'avoir pu vous libérer pour venir me féliciter avant mon départ pour Oslo et à tous ceux dont les pensées m'ont accompagnée.

MERCI à Victor pour son soutien sans faille. Difficile de transcrire ici combien ta présence et tes conseils comptent pour moi. Mais j'espère que tu le sais déjà!

Résumé

Il a été découvert récemment que les pulsations d'intensité de longue période (entre 3 et 16 heures) sont très répandues dans la couronne solaire et en particulier dans les boucles coronales. Les processus de chauffage des boucles coronales, qui permettent de porter le plasma à des températures de l'ordre du million de degrés et de le maintenir confiné à ces températures, restent mal compris. Ces pulsations dans l'extrême ultraviolet amènent de nouvelles contraintes observationnelles pour les modèles de boucles coronales et par conséquent pour mieux comprendre leur dynamique et leur chauffage. Le thème central de cette thèse est l'exploration des origines physiques possibles pour ce phénomène.

J'ai dans un premier temps utilisé un code de détection, initialement développé pour les données de l'imageur SoHO/EIT, sur l'archive de l'instrument SDO/AIA. J'ai pu détecter des milliers d'événements sur six ans de données, la moitié d'entre eux se concentrant dans des régions actives et environ la moitié encore de ces événements pouvant être clairement identifiés dans des boucles. Parmi ces milliers d'événements, j'ai sélectionné trois cas associés à des boucles, avec un signal de détection fort et permettant d'explorer une large gamme de périodes.

Grâce à l'utilisation des six bandes coronales d'AIA, j'ai pu dans un deuxième temps réaliser une analyse de la structure thermique de ces boucles *via* la reconstruction de la mesure d'émission différentielle (DEM, pour Differential Emission Measure) et l'étude des décalages temporels entre les intensités des six bandes. La température et la densité du plasma reconstruites évoluent de façon périodique avec un retard temporel entre ces deux quantités. Ce comportement, caractéristique de cycles d'évaporation et de condensation du plasma, m'a permis de rapprocher ces pulsations d'intensité à un phénomène bien connu dans les simulations numériques et pour des structures comme les protubérances et la pluie coronale : l'absence d'équilibre thermique ou *thermal non-equilibrium* (TNE). Une analyse des caractéristiques des spectres de puissances observés a permis par ailleurs de confirmer cette conclusion. Le TNE intervient lorsque le chauffage dans les boucles est stratifié en altitude, avec un chauffage plus important à basse altitude et lorsque le chauffage est quasi-constant. L'identification non ambiguë du TNE dans les boucles a donc des implications très importantes pour la compréhension du chauffage des boucles.

Dans un troisième temps, je me suis attachée à reproduire ces pulsations d'intensité par la simulation et à déterminer les propriétés intrinsèques des boucles qui favorisent l'apparition de ces cycles d'évolution dans certaines boucles. J'ai notamment utilisé des extrapolations du champ magnétique des trois régions étudiées en détail avec AIA, pour étudier la géométrie de boucles. Ces géométries ont ensuite été utilisées en entrée du code de simulation hydrodynamique 1D. J'ai alors balayé l'espace des paramètres des fonctions de chauffage utilisées et pu déterminer que les conditions d'apparition de cycles de TNE proviennent d'une combinaison de la géométrie de la boucle et des paramètres du chauffage (asymétrie et puissance). Ce qui explique que certaines boucles présentent des pulsations d'intensité et d'autres non. J'ai de plus étudié une simulation en particulier, dont les paramètres physiques du plasma sont proches de ceux observés pour un cas étudié avec AIA. Les intensités EUV alors simulées reproduisent bien celles observées. Le modèle étudié permet d'expliquer les pulsations observées en terme de cycles d'évaporation et de condensation.

Abstract

Long-period EUV intensity pulsations (periods from 3 to 16 hours) have been found recently to be very common in the solar corona and especially in coronal loops. The heating mechanism(s) of solar coronal loops that generate million-degree plasma and maintain it confined at this temperature remain unknown. These intensity pulsations (extreme ultraviolet) provide new constraints for loops models and thus to better understand coronal loops dynamics and heating. The central topic of this thesis is to explore the possible physical explanations for this phenomenon.

First, I used a detection code, initially developed for SoHO/EIT images, on the SDO/AIA archive. I detected thousands of events in the six years of data, half of them corresponding to active regions and about the half of whom are identified as corresponding to coronal loops. I selected three cases of long-period intensity pulsation events in loops, with a clear detection signal and allowing to scan different periods.

Second, using the six coronal channels of AIA, I made a detailed study of the thermal structure of these loops. I used both differential emission measure (DEM) reconstructions and an analysis of the time-lags between the intensities in the six channels. The temperature and the density are found to be periodic with a time delay between these two physical parameters of the plasma. This behavior is characteristic of evaporation and condensation cycles of the plasma and it allowed me to connect these intensity pulsations to *thermal non-equilibrium* (TNE), a well-know phenomenon in numerical simulations and for structures such as prominences and coronal rain. Moreover, an analysis based only on the shape of power spectra allowed to confirm this conclusion. TNE happens when the heating is highly-stratified (mainly concentrated at low altitudes) and quasi-constant. Unambiguous identification of TNE in coronal loops has thus important implications for understanding coronal heating.

Third, I aimed at reproducing the observed intensity pulsations by simulations and at determining the intrinsic properties of coronal loops that favor these particular cycles of evolution. I made extrapolations of the magnetic field for the three regions studied to determine the loops geometry. These geometries have been then used as inputs for 1D hydrodynamic simulations. I conducted a parameter space study that revealed that the TNE cycles occurrence is sensitive to a combination of the loop geometry and heating parameters (asymmetry and heating power). This allows me to explain why these pulsations are encountered in some loops but not in all. I studied one simulation in particular, matching the observed characteristics of the plasma evolution. I derived the corresponding AIA synthetic intensities which reproduced the main characteristics of the observed pulsations. This model allows me to explain the observed pulsations as evaporation and condensation cycles.

Sommaire

<i>Remerciements</i>	iii
<i>Résumé</i>	v
<i>Abstract</i>	vi
1 Introduction	3
1.1 <i>Les mécanismes de chauffage de la couronne solaire</i>	4
1.2 <i>Les boucles coronales</i>	9
1.3 <i>Le thermal non-equilibrium (TNE)</i>	16
1.4 <i>Motivations</i>	20
2 Les pulsations d'intensité EUV de longue période, un phénomène commun dans la couronne solaire	23
2.1 <i>Les longues périodes parmi les périodes dans la couronne solaire</i>	23
2.2 <i>La détection de pulsations de longue période en intensité</i>	26
2.3 <i>Statistiques des détections avec SDO/AIA</i>	47
2.4 <i>Conclusions</i>	56
3 Analyse physique de boucles pulsantes en intensité et signatures de TNE	59
3.1 <i>Méthodes de diagnostic du plasma</i>	60
3.2 <i>Signature de TNE dans des boucles coronales chaudes</i>	70
3.3 <i>Forme des spectres de puissance et TNE</i>	98
3.4 <i>Conclusions</i>	114
4 Les propriétés des boucles favorisant le TNE	117
4.1 <i>La géométrie des boucles pulsantes est-elle particulière ?</i>	118
4.2 <i>Modélisation de TNE et correspondance avec les observations</i>	136
4.3 <i>Sensibilité du TNE</i>	158
4.4 <i>Conclusions</i>	181
5 Conclusions & Perspectives	183

<i>Bibliographie</i>	<i>189</i>
<i>A Diffusion des résultats</i>	<i>199</i>
<i>A.1 Articles dans revues à comité de lecture</i>	199
<i>A.2 Communications orales</i>	200
<i>B Activités diverses</i>	<i>201</i>
<i>C Statistiques complètes des événements AIA</i>	<i>203</i>
<i>Table des figures</i>	<i>217</i>
<i>Table des matières</i>	<i>221</i>

Sommaire

1.1 Les mécanismes de chauffage de la couronne solaire	4
1.1.1 Le problème du chauffage coronal	4
1.1.2 Revue des différentes théories	7
1.2 Les boucles coronales	9
1.2.1 Propriétés générales : Qu'est-ce-qu'une boucle coronale ?	9
1.2.2 Dynamique des boucles : observations et simulations	11
1.3 Le <i>thermal non-equilibrium</i> (TNE)	16
1.3.1 La pluie coronale et les protubérances	16
1.3.2 Débat sur le chauffage très stratifié dans les boucles coronales .	19
1.4 Motivations	20

Durant cette thèse j'ai étudié un phénomène découvert récemment¹ dans la couronne solaire : les pulsations d'intensité de longue période dans l'Extrême Ultra-Violet (EUV). Celles-ci se sont avérées très répandues dans les boucles coronales. L'objectif de ma thèse peut se résumer en une question : quelles sont les origines physiques de ces pulsations de longue période ? Les propriétés observées de ces pulsations d'intensité de longue période ont des implications importantes dans le domaine de l'étude du chauffage coronal, ainsi que je le présenterai dans ce manuscrit.

Dans cette introduction, je présente tout d'abord (Section 1.1) un résumé de l'étude du chauffage coronal. En Section 1.2, je m'intéresserai plus spécifiquement aux structures de la couronne solaire que j'ai étudiées lors de cette thèse : les boucles coronales. Et enfin en Section 1.3, je présenterai le processus physique que j'ai étudié en particulier, pour expliquer les pulsations observées : le *thermal non-equilibrium* ou l'absence d'équilibre thermique. La Section 1.4 résume le contexte du sujet de cette thèse et introduit les questionnements sur lesquels je me suis concentrée.

1. La première étude statistique a été menée par [Auchère et al. \(2014\)](#), suivant une première détection dans un filament par [Foullon et al. \(2004, 2009\)](#). Un examen avec la méthode décrite dans la Section 2.2, relève que les pulsations d'intensité correspondaient plutôt à des arches coronales proches de ce filament.

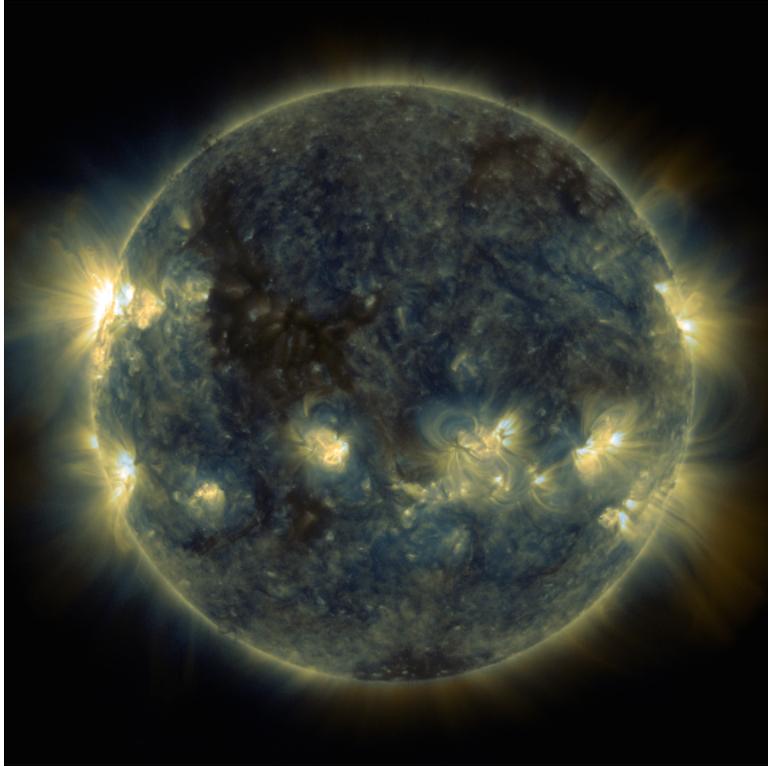


FIGURE 1.1: Image composite de la couronne solaire dans les bandes 171 Å et 335 Å de l'imagerieur AIA (Boerner et al. 2012, Atmospheric Imaging Assembly) du satellite SDO (Pesnell et al. 2012, Solar Dynamics Observatory) (images prises le 1^{er} juin 2012).

1.1 Les mécanismes de chauffage de la couronne solaire

1.1.1 Le problème du chauffage coronal

La couronne solaire est la couche externe de l'atmosphère du Soleil (elle débute à partir d'environ 2 500 km au dessus de la surface). Depuis la Terre et en lumière visible, la couronne est observable lors des éclipses totales. La photosphère, la couche la plus basse de l'atmosphère solaire, constituée d'un plasma dense (densité de l'ordre de 10^{23} m^{-3}) et qui émet majoritairement en lumière en lumière visible, est alors masquée par le disque lunaire. Cela permet l'observation, en lumière visible, de la couronne, très peu dense (densité de l'ordre de 10^{15} m^{-3}). La plasma ténu qui constitue la couronne solaire émet aussi dans l'EUV et les rayons X, dans des longueurs d'ondes qui ne sont observables que depuis l'espace. Le lecteur est invité à se référer à la Section 3.1.1.1 pour plus de détails sur les émissions coronales.

La majorité du plasma qui constitue la couronne solaire est totalement ionisé (dans le cadre de l'approximation coronale, voir Section 3.1.1.1). Celui-ci interagit avec le champ magnétique, qui va sculpter les structures présentes dans la couronne. En effet, dans la couronne, le paramètre β du plasma est très petit ($\beta \ll 1$), la pression magnétique dominant la pression cinétique : le plasma suit les structures magnétiques. C'est ce qui donne cet aspect très structuré à la couronne, observable dans les images EUV ou rayons X (voir Figure 1.1).

Les premières observations spectroscopiques de la couronne à la fin du XIX^{ème} siècle (données d'éclipses) ont révélé des raies d'émission inconnues pour l'époque. Elles ont été

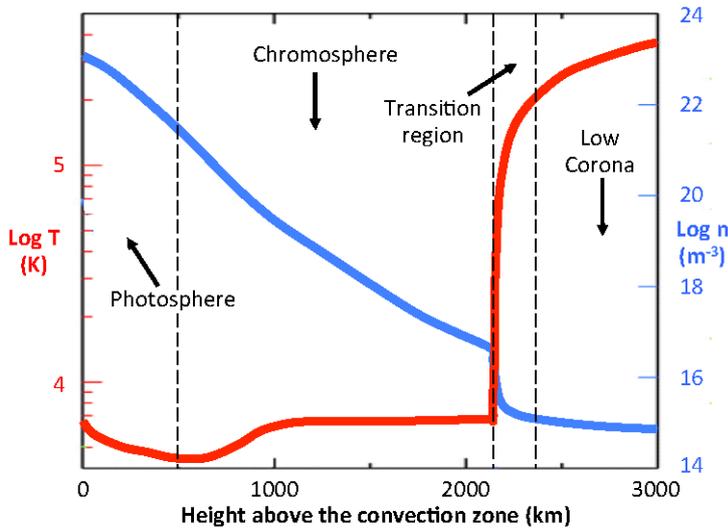


FIGURE 1.2: Profils d'évolution de la température moyenne (en rouge) et de la densité moyenne (en bleu) dans l'atmosphère solaire, adapté du modèle de Avrett & Loeser (2008).

en premier lieu interprétées comme provenant d'un hypothétique nouvel élément, alors appelé *Coronium*. Quelques années plus tard, il est finalement établi que ces observations correspondent à l'émission d'atomes de Fer hautement ionisés (Grotrian 1939; Edlén 1943). Il apparaît alors que ces émissions, caractéristiques de la désexcitation radiative d'éléments hautement ionisés, sont la signature d'un environnement coronal extrêmement chaud, avec des températures supérieures à 1 million de degrés. La température de la surface photosphérique étant d'environ 6 000 K, la question est alors de comprendre pourquoi en s'élevant dans cette haute couche de l'atmosphère solaire, la température du plasma augmente de façon aussi extrême. Cette question est depuis connue comme : le *problème du chauffage de la couronne*. La formation (l'existence même de matière chaude à haute altitude) d'une couronne solaire (et des couronnes stellaires) reste encore aujourd'hui un des problèmes majeurs en astrophysique. Comment l'énergie est-elle transportée depuis les couches basses et dissipée dans la couronne ?

L'augmentation de la température moyenne depuis le sommet de la photosphère (quelques centaines de kilomètres au dessus de la surface solaire) jusque dans la couronne est illustrée dans la Figure 1.2. Après un minimum de température à environ 4 000 K, on peut voir une augmentation de la température dans la chromosphère, couche de l'atmosphère où la température atteint des températures de l'ordre de 10^4 K, puis une augmentation très soudaine de la température dans la région de transition, sur quelques centaines de kilomètre seulement.

Les études des dernières décennies ont permis de faire de grandes avancées dans la compréhension du chauffage de la couronne, notamment grâce à l'évolution des missions spatiales d'observations du Soleil et au progrès des simulations numériques. Cependant, une compréhension complète de ce phénomène n'est pas encore atteinte.

Pour analyser le chauffage coronal, il s'agit d'étudier les mécanismes physiques qui permettent de transporter une énergie suffisante, depuis les basses couches de l'atmosphère, qui sera ensuite dissipée dans la couronne. L'énergie ainsi apportée au plasma de la couronne doit être capable de compenser les pertes radiatives et conductives, estimées à $1 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$ dans les régions actives et à $3 \times 10^2 \text{ W m}^{-2}$ dans le Soleil calme (Withbroe & Noyes 1977). Ces deux points font partie des étapes à résoudre pour atteindre une

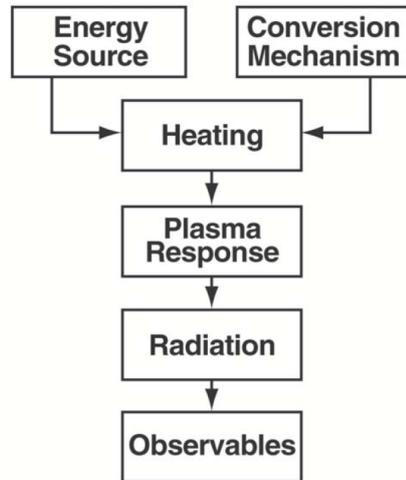


FIGURE 1.3: Les différentes étapes de résolution du problème du chauffage coronal, d'après Klimchuk (2006).

compréhension complète du chauffage de la couronne (Klimchuk 2006). Il faut pouvoir identifier la source d'énergie et le mécanisme de conversion de cette énergie en chauffage. Il faut aussi être capable de comprendre la réponse du plasma coronal à ce chauffage, l'émission du plasma qui en résulte et enfin les propriétés directement observables. Si, selon Klimchuk (2006), ces étapes peuvent être résolues séparément, la compréhension complète du chauffage de la couronne ne pourra être finalisée que quand on aura parfaitement compris chacune de ces étapes (voir Figure 1.3). Il est de plus important dans les modèles de ne pas traiter la couronne séparément des autres couches de l'atmosphère. En effet, les flux de matière, le transport de l'énergie et les diverses relation entre la couronne, la région de transition et la chromosphère, ne peuvent être traitées indépendamment.

S'il est communément admis que la source d'énergie est d'origine magnétique, il n'y a en revanche pas d'accord au sein de la communauté solaire sur les mécanismes de dissipation de cette énergie en chaleur. Les mouvements permanents du plasma à basse altitude, provenant de la convection dans la photosphère et sous la surface, forcent le mouvement des pieds des structures magnétiques ancrées dans la photosphère et qui s'étendent dans l'atmosphère solaire. En effet à basse altitude, $\beta \gg 1$, les mouvements de la matière contrôlent ceux du champ magnétique. C'est la source d'énergie privilégiée.

Plusieurs modes de dissipation de cette énergie sont explorés (voir les principales théories dans la Section 1.1.2). Si de nombreux doutes persistent encore, il est aujourd'hui, communément accepté qu'il y a des reconnections magnétiques dans la couronne permettant de dissiper de l'énergie. D'autre part, s'il n'y a pas de doute sur la présence d'ondes MHD (pour magnétohydrodynamique) dans la couronne, il n'y a pas de consensus sur le fait qu'elles puissent transporter l'énergie suffisante pour chauffer la couronne et sur leur rôle dans la dissipation de l'énergie magnétique (De Moortel & Browning 2015; Klimchuk 2015; Schmelz & Winebarger 2015).

De plus, il apparaît clairement que, quels que soient les processus de transport et de dissipation, le chauffage coronal n'est pas constant. La couronne est un environnement très dynamique et non statique.

Il n'y a probablement pas de réponse unique à la question du chauffage coronal, celui-ci étant différent pour les structures magnétiquement fermées (régions actives et Soleil

calme) et ouvertes (vent solaire et trous coronaux). Pour des structures aux caractéristiques physiques différentes, les mécanismes de chauffage sont potentiellement différents. Il s’agit avant tout de savoir dans quelles proportions chaque processus intervient efficacement et pour quelles structures. J’axerai la réflexion, dans cette introduction, sur les régions actives et majoritairement sur les processus dans les boucles coronales, structures magnétiquement fermées (voir Section 1.2) que j’ai étudiées en particulier au cours de cette thèse.

1.1.2 Revue des différentes théories

Il existe deux grandes classes de théories sur les mécanismes de chauffage : les mécanismes dits “AC” (pour *Alternative Current*) et les mécanismes dits “DC” (pour *Direct Current*). Cette classification se fait en fonction du temps caractéristique t_{photo} des mouvements convectifs dans la photosphère (e.g., van Ballegooijen et al. 2014). t_{photo} est à comparer avec t_A , le temps de relaxation de la structure magnétique, c’est-à-dire le temps caractéristique des ondes d’Alfvén : $t_A = L/v_A$, avec L la longueur de la structure et v_A la vitesse d’Alfvén.

Pour les mécanismes AC : $t_{photo} \gg t_A$, la perturbation (due aux mouvements convectifs) est plus rapide que le temps de relaxation de la structure. Cette catégorie de modèles concerne les mécanismes impliquant des ondes, notamment des ondes MHD, générées par les mouvements convectifs. Les ondes acoustiques ont été écartées des mécanismes qui pourraient transporter une énergie suffisante pour chauffer la couronne (Athay & White 1978). Les modes MHD lents et rapides ont été largement étudiés, mais pour les modes lents comme pour les ondes acoustiques, les ondes sont trop amorties. Pour les modes MHD rapides, il y a trop de réflexion et réfraction avant d’atteindre la couronne, à cause des gradients de densité très forts dans la région de transition. Le 3^{ème} mode MHD, les ondes d’Alfvén (Alfvén 1947), est en revanche moins affecté par ces gradients et constitue un candidat sérieux : l’énergie transportée est jugée comme suffisante par certains auteurs pour chauffer la couronne (Hollweg 1985). Plusieurs mécanismes de dissipation ont été proposés pour les ondes d’Alfvén : absorption résonnante (e.g., Ionson 1978; Okamoto et al. 2015; Antolin et al. 2015a), mélange de phase (e.g., Heyvaerts & Priest 1983; Ofman & Aschwanden 2002), etc. La Figure 1.4 présente un exemple de perturbation Alfvénique dans des boucles coronales (déplacement transverse des boucles).

Pour les mécanismes DC : $t_{photo} \ll t_A$, les perturbations sont plus lentes que le temps de relaxation des structures magnétiques. Celles-ci accumulent de l’énergie magnétique libre due à l’entortillement des lignes de champ (voir Figure 1.7) par les mouvements photosphériques. Selon le modèle de Parker (1988), l’énergie accumulée peut se dissiper sous forme de petits événements, d’énergie 10^9 fois plus faible qu’une éruption solaire, c’est-à-dire 10^{17} J. Ces événements, appelés alors *nanoflares*, sont localisés sur de petites échelles spatiales et temporelles. La libération d’énergie se fait de manière impulsive. Les nanoflares sont souvent associés à des événements de reconnections magnétiques, qui se font entre les lignes de champ entortillées par les mouvements de la photosphère (voir Section 1.2.2.2). Cette reconnexion magnétique est alors favorisée par la formation de nappes de courant (voir Section 4.2.2) consécutives à des topologies complexes du champ magnétique et aux mouvement constants et aléatoires des pieds des lignes de champ dans

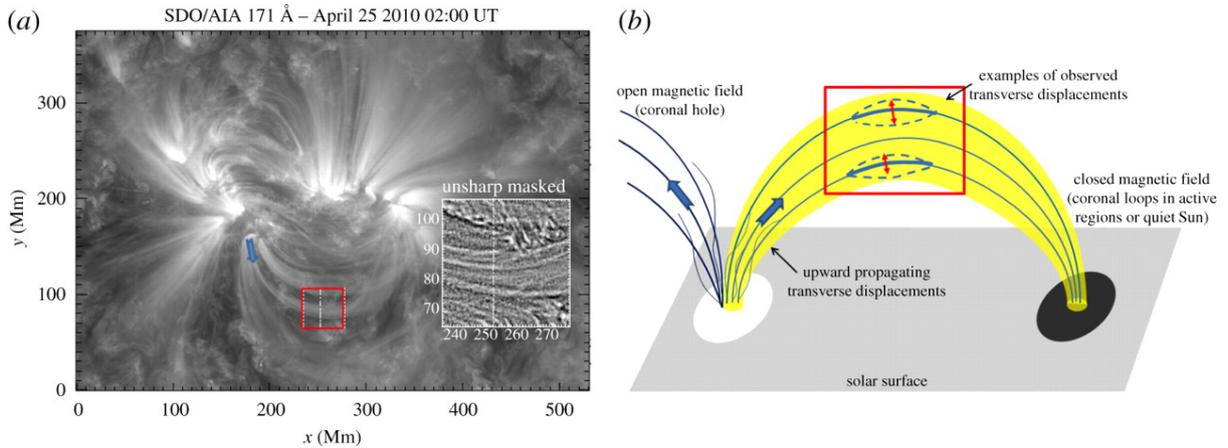


FIGURE 1.4: *Perturbations Alfvéniques observées (déplacement transverse des boucles) dans une image SDO/AIA à 171 Å à gauche (McIntosh et al. 2011) et dans une représentation schématique à droite, d’après Parnell & De Moortel (2012)*

la photosphère.

En réalité la frontière entre les différentes théories est plus compliquée que celle donnée par cette classification. Les ondes MHD et les reconnexion ne sont pas forcément à opposer : les ondes peuvent par exemple déclencher de la reconnexion (Hegglund et al. 2011), ou l’inverse (interaction entre les deux). Le chauffage par onde peut aussi dans une certaine mesure être impulsif (Moriyasu et al. 2004; Klimchuk 2015). La turbulence Alfvénique qui combine des propriétés des mécanismes AC et DC (Buchlin & Velli 2007; van Ballegooijen et al. 2011; Velli et al. 2015) peut aussi jouer un rôle important dans le chauffage de la couronne.

Pour des revues complètes sur les différentes théories et les observables qu’elles permettent, ou ne permettent pas, de reproduire, le lecteur peut se référer à : Klimchuk (2006); Erdélyi & Ballai (2007); Parnell & De Moortel (2012); Klimchuk (2015); López Fuentes & Klimchuk (2015); De Moortel & Browning (2015).

L’étude du chauffage coronal est un défi multi-échelles : petites échelles pour la dissipation (pour la reconnexion magnétique, l’épaisseur des nappes de courant est de l’ordre de la dizaine de mètres), pour le champ magnétique photosphérique (centaines de km) ; grandes échelles pour les régions actives (centaines de Mm) et les connexions entre les différentes couches de l’atmosphère solaire (sur des dizaines de Mm). Cela complique substantiellement les études observationnelles et les simulations numériques.

Les contraintes au niveau observationnel sont très fortes. Si la résolution spatiale amenée par les instruments spatiaux d’observation de la couronne n’a cessé de s’améliorer ces dernières décennies, les petites échelles impliquées dans le chauffage de la couronne font que la demande en résolution (la dizaine de mètre) reste considérable (voir, De Moortel & Browning 2015; Schmelz & Winebarger 2015; Klimchuk 2015). Pour faire des analyses fines en température du plasma coronal, il faut aussi avoir une large couverture (de 1 MK à 10 MK) ainsi qu’une bonne résolution en température. Il y a en outre des contraintes physiques dont on ne peut s’affranchir. La couronne étant optiquement mince, il pourra toujours y avoir superposition de structures le long de la ligne de visée (voir Section 3.1.1.1), même avec une bonne résolution spatiale et en température.

1.2 Les boucles coronales

Les boucles coronales sont des structures qui constituent des briques de base de la basse couronne observée en EUV et en rayons X mous. Ce sont des structures magnétiquement fermées (basse couronne). Si les boucles en elles-mêmes ne sont pas toujours observables suivant les conditions de température et de densité du plasma, des longueurs d'onde sélectionnées et la ligne de visée, les structures magnétiques sous jacentes sont elles toujours présentes. Or on sait que le champ magnétique a, entre autres, un rôle prépondérant dans le chauffage de la couronne. L'étude des boucles coronales est donc directement connectée à l'étude du chauffage coronal. Les boucles peuvent de plus être traitées comme des structures isolées², la conduction de chaleur et les mouvements de matière étant majoritairement parallèles aux lignes de champ magnétique (voir aussi la description 1D, Sections 1.2.2.3 et 4.2.1), ce qui en fait des structures privilégiées pour l'étude du chauffage.

Les premières observations de boucles coronales remontent aux années 1960 grâce aux clichés pris en rayons X par des fusées sondes. Notamment en 1968 avec le vol qui a permis d'identifier des boucles avec une résolution de quelques secondes de degré (Vaiana et al. 1968). Depuis ces premières images et l'avènement des observations spatiales (SoHO (Domingo et al. 1995) avec l'instrument EIT (Delaboudinière et al. 1995), TRACE (Handy et al. 1999), SDO (Pesnell et al. 2012), etc.), les observations des boucles coronales se sont considérablement améliorées.

Pour une revue complète sur les boucles coronales, le lecteur est invité à se référer à Reale (2014).

1.2.1 Propriétés générales : Qu'est-ce-qu'une boucle coronale ?

Une boucle est une structure magnétiquement fermée de la basse couronne solaire (entre environ 2 Mm et quelques centaines de Mm au dessus de la photosphère). Ce sont des tubes de flux qui émergent au niveau de la photosphère et s'élèvent en altitude dans la couronne. Ces arches magnétiques confinent du plasma chaud et relativement dense par rapport au plasma coronal moyen. Cette forte concentration de plasma rend les boucles plus brillantes que leur environnement. En effet le plasma coronal est optiquement mince et comme je le détaillerai dans le Chapitre 3, l'intensité mesurée par les imageurs EUV est proportionnelle au carré de la densité, intégrée le long de la ligne de visée (voir équation 3.3). Un exemple de boucles coronales observées par le satellite TRACE est présenté dans la Figure 1.5.

Le champ magnétique coronal a un rôle clef dans les processus de chauffage de l'atmosphère externe du Soleil. Cependant le champ magnétique étant beaucoup plus faible en moyenne dans la couronne (quelques dizaines de Gauss) qu'au niveau de la photosphère, il n'est pas mesurable par effet Zeeman (voir Chapitre 4). Les boucles coronales sont donc un des seuls traceurs actuels (exceptée la pluie coronale) des lignes de champ fermées dans

2. Il faut noter que ce n'est pas toujours le cas. Cette approximation n'est pas valable par exemple dans le cas du "sympathetic cooling" (e.g Fang et al. 2013), phénomène qui peut intervenir dans les simulations 2D de boucles.

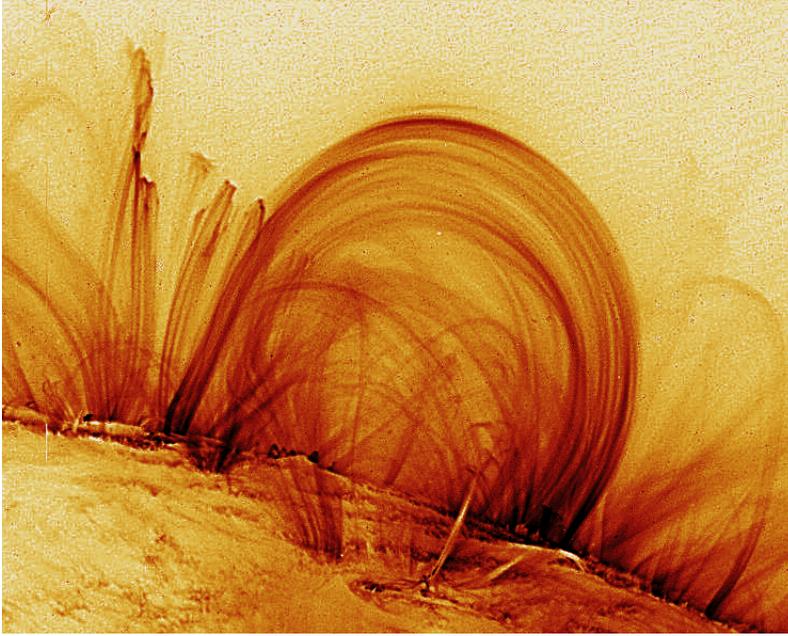


FIGURE 1.5: Boucles coronales observées avec le satellite TRACE, le 6 novembre 1999. Ces boucles ont été observées au dessus du bord solaire (image tournée de 90° et affichée en couleurs inversées).

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

TABLE 1.1: Les différents types de boucles observées en X mous et leurs paramètres physiques typiques (adapté de [Reale 2014](#)).

la couronne³. Elles sont les témoins directs de la structuration par le champ magnétique de la couronne solaire.

Les boucles sont, à l'image de la couronne, des structures très dynamiques. On peut distinguer plusieurs types de boucles : celles des points brillants, des régions actives, les arches géantes et les boucles éruptives avec des conditions différentes de température, de densité et de pression ainsi que des longueurs typiques différentes. Ces caractéristiques physiques sont présentées dans la Table 1.1.

À l'exception du cas des points brillants, les boucles coronales sont généralement présentes dans des régions actives ou lient deux régions actives. Les régions actives sont des zones de forte émergence du champ magnétique, c'est-à-dire des zones de forte concentration de champ magnétique dans la photosphère. Dans les régions actives, on distingue plusieurs éléments de base (selon [Viall & Klimchuk 2011](#)) :

- le cœur de la région active : chaud (> 2 MK) et avec la plus grande activité (e.g. [Warren et al. 2010](#))
- les grandes boucles externes avec une plus faible température (1 MK) et qui entourent le cœur de la région (e.g. [Klimchuk 2006](#); [Warren et al. 2010](#))

3. Cela vaut pour les observations directes. Les lignes de champ peuvent être reconstituées à partir d'extrapolations des mesures de champ magnétiques à la photosphère (voir Chapitre 4).

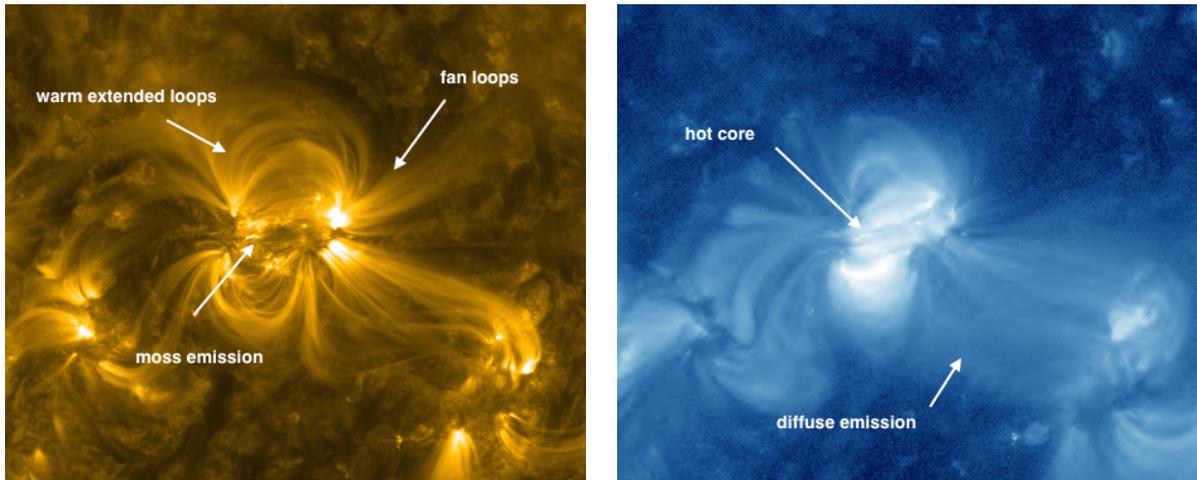


FIGURE 1.6: Région active observée avec SDO/AIA le 29 mai 2012 à 171 Å à droite et à 335 Å à gauche. On voit ici clairement plusieurs composantes des régions actives : le cœur de la région, les grandes boucles externes, l'émission diffuse, les pieds des boucles chaudes du cœur (*moss emission*) et les pieds des boucles externes (*fan loops*).

- l'émission diffuse (*diffuse emission*), c'est-à-dire là où on ne peut pas identifier des boucles en tant que telles (e.g. Klimchuk 2006)
- l'émission des pieds des boucles très chaudes du cœur, appelée *moss emission* (e.g. Martens et al. 2000)
- les pieds des boucles en périphérie de la région active, appelés *fan loops* (e.g. Schrijver et al. 1999; Ugarte-Urra et al. 2009)

Ces éléments sont illustrés dans la Figure 1.6. Dans ces images d'une région active à 171 Å et 335 Å, on peut voir les caractéristiques morphologiques des boucles observées en EUV : pieds des boucles plus brillants (du fait de leur densité plus forte voir Section 1.2.2.3) en particulier à 171 Å et sommet des boucles parfois non observé comme dans le cas des *fan loops*.

Plusieurs classifications de boucles existent, certains termes sont parfois utilisés pour parler de choses différentes : comme le terme émission diffuse qui est parfois utilisé pour parler du Soleil calme. Les boucles peuvent être aussi triées en fonction de leur températures. On parle alors de boucles froides, chaudes ou très chaudes : *cool* avec $0.1 \text{ MK} < T < 1 \text{ MK}$, *warm* avec $1 \text{ MK} < T < 1.5 \text{ MK}$, *hot* avec $T \geq 2 \text{ MK}$, d'après Reale (2014). Une telle classification est aussi motivée par le fait que les boucles très chaudes observées en X et les boucles chaudes EUV auraient des propriétés physiques différentes au-delà des seules températures.

1.2.2 Dynamique des boucles : observations et simulations

1.2.2.1 Moyens d'étude - Diagnostics observationnels

L'étude observationnelle des boucles peut se faire avec deux types d'instruments, en rayons X mous ou EUV : les imageurs et les spectromètres. Avec les imageurs il

est possible de faire des analyses temporelles et spatiales fines⁴, cependant on observe dans des bandes spectrales larges incluant de nombreuses raies qui se forment à des températures différentes. Si pour les spectromètres, la résolution spatiale et le rapport signal à bruit sont moindres, la sélection en température est en revanche beaucoup plus fine, ils sont donc privilégiés pour les diagnostics de température du plasma.

L'étude des boucles de façon individuelle dans les observations n'est pas une chose aisée. Comme on peut le voir sur les Figures 1.5 et 1.6, les boucles sont parfois entremêlées le long de la ligne de visée et elles ne sont pas forcément visibles en entier ce qui fait qu'il est difficile de suivre une boucle individuelle. À cela, il faut rajouter que la sélection visuelle est souvent trompeuse. Si une boucle est définie par l'émission du plasma, la délimitation de cette boucle "à l'œil" ne correspond pas de façon parfaite à la structure magnétique sous jacente⁵. Cette structure magnétique est toujours présente même si la boucle peut ne plus être visible à certains instants (voir Section 1.2.2.2, à propos du temps de vie des boucles). D'autre part, et notamment si l'on observe une région sur le disque solaire (voir la Figure 1.6), l'émission provenant des boucles sera, de façon plus ou moins importante selon les conditions en température et densité et les bandes spectrales utilisées, affectée par les émissions provenant des avant-plans et des arrière-plans (autres boucles, émission du Soleil calme, de la région de transition, etc.).

Des techniques d'extraction de boucles existent, incluant la soustraction de l'émission des arrière-plans, et sont largement utilisées. Cependant pour toutes les raisons énoncées plus haut, les résultats sont souvent difficiles à interpréter. Comment isoler une boucle de son environnement ? La technique la plus courante est de considérer que l'émission des arrière-plans, sous la boucle, peut être approximée par l'émission de l'environnement proche (adjacent) de la boucle à isoler. C'est-à-dire que l'on extrapole l'émission des arrière-plans pour toute une région incluant la boucle puis l'intensité de ce fond est ensuite soustraite à celle de l'image d'origine pour obtenir une version "isolée" de la boucle (e.g., [Terzo & Reale 2010](#)).

Cependant, le suivi des boucles dans le temps et l'extraction de ces boucles souffrent de limitations liées à la superposition de plusieurs structures (aux conditions physiques différentes et pas forcément connues) le long de la ligne de visée et à la définition même d'une boucle. L'émission du plasma n'est assez forte pour rendre la boucle visible seulement si la densité du plasma est suffisante (voir Section 3.1.1), or celle-ci varie dans le temps. De plus les variations de température aux cours du temps dans les boucles font qu'elles ne sont pas visibles tout le temps selon les bandes spectrales utilisées.

Dans la Section 3.1, je présenterai dans méthodes d'analyse de la structure et de l'évolution thermique des boucles (mesure d'émission différentielle et décalages temporels entre les variations d'intensité de plusieurs bandes spectrales).

4. exemple d'AIA ([Boerner et al. 2012](#)) sur SDO : cadence temporelle maximale de 12 secondes et taille de pixel de 0.6 secondes d'arc, soit environ 435 km sur le Soleil.

5. Les boucles que l'on observe sont peut être en fait des isothermes. C'est-à-dire que l'on ne verrait qu'une partie seulement du plasma dans la boucle (dans sa section transverse), du à la réponse thermique des instruments (e.g., [Peter & Bingert 2012](#))

1.2.2.2 Quelques propriétés observées des boucles

Les boucles ne sont pas des structures statiques et homogènes. Il y a des variations observées à de multiples échelles temporelles et spatiales. Si depuis les années 1990 (SoHO, TRACE) les boucles sont largement étudiées, un certain nombre de questions, qui sont notamment en lien avec le chauffage du plasma, sont toujours en débat.

Je présente ici une revue non exhaustive (je ne parle pas ici des phénomènes liés aux éruptions solaires par exemple) des types d'observations et d'études qui sont réalisées avec des boucles, des implications pour le chauffage coronal et de quelques questions majeures aujourd'hui débattues.

Morphologie

Les observations de boucles coronales en EUV montrent que les intensités varient de façon assez douce le long des boucles, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de discontinuités fortes à la résolution des imageurs comme AIA : embrillancements ou assombrissements importants et localisés (à l'exception des pieds des boucles qui sont très brillants dans certaines bandes spectrales, voir Figure 1.6). Le rapport des intensités prises dans deux bandes spectrales est aussi à peu près constant (voir Section 1.2.2.2).

Les boucles observées montrent peu d'évolution de leur section transverse, c'est-à-dire la section du tube de flux. Or, la conservation du flux magnétique et la diminution du champ magnétique en altitude impliquent que la section transverse doit s'étendre.

Cette section constante le long des boucles peut être interprétée comme résultant de la structuration des boucles en un ensemble de tubes de flux, non résolus dans les images (environ 100 km de diamètres attendus), appelés "brins" (*strands* en anglais, e.g., Klimchuk et al. 1992). Dans le modèle de Parker (1972), les mouvements du plasma dans la photosphère et sous la surface, provoqueraient un "tressage" (*braiding* en anglais) de ces sous-tubes du flux (voir Figure 1.7). Les sections constantes observées seraient alors la manifestation à plus grande échelle de ce tressage de petits tubes de flux (pas de structuration monolithique des boucles). Cette théorie est connexe avec celles des nanoflares (reconnexion entre ces tubes de flux tressés, voir Section 1.1.2).

Cependant, d'autres explications de ces observations peuvent être données par une combinaison de l'évolution de la température dans la section transverse et de la réponse thermique des instruments (Peter & Bingert 2012) ou d'une géométrie non-circulaire de la section des boucles (Malanushenko & Schrijver 2013). En effet, dans Peter & Bingert (2012), les auteurs montrent *via* des simulations de boucles que la température n'est pas constante perpendiculairement aux boucles et que comme les réponses en température des bandes coronales d'AIA ne sont pas sensibles à toutes ces températures, on observerait qu'une partie de la section transverse des boucles. D'autre part, dans Malanushenko & Schrijver (2013) les auteurs testent *via* des simulations numériques que des géométries non-circulaires des sections transverses, modifient l'apparence de l'expansion de la boucle une fois projetée sur le plan du ciel. Les sections constantes observées ne seraient alors que des artefacts géométriques.

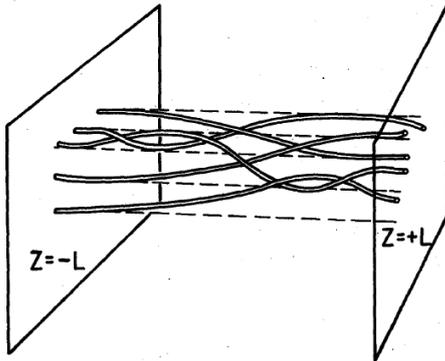


FIGURE 1.7: Schéma du “tressage” des tubes de flux du aux mouvements du plasma dans la photosphère et sous la surface, d’après [Parker \(1972\)](#).

Evolutions temporelles

Les boucles coronales ne sont pas à l’équilibre statique ([Aschwanden et al. 2001](#)). Il y a de nombreuses et diverses évolutions temporelles connues (voir Chapitre 2 pour, par exemple, les variations périodiques connues).

Le temps de vie typique d’une boucle est estimé entre 15 et 90 minutes pour les observations EUV ([Winebarger et al. 2003](#); [Winebarger & Warren 2005](#); [Ugarte-Urra et al. 2009](#)). Le temps de vie d’une boucle est défini comme étant le temps pour lequel on observe la boucle (embrillancement par rapport à l’émission de fond) dans une bande spectrale donnée. Sachant qu’une région active peut être suivie sur plusieurs dizaines de jours, ce temps de vie semble assez court. Cependant, il faut rappeler que les “boucles” ne cessent pas d’exister si on ne les observe plus. La structure magnétique sous jacente est toujours présente même si la boucle, c’est-à-dire l’émission du plasma, n’est plus suffisante (densité plus faible, température hors de la sensibilité de l’instrument, superposition de l’émission des avant-plans et des arrière-plans le long de la ligne de visée, etc.).

Le temps de refroidissement d’une boucle est une donnée différente de celle du temps de vie. Le temps de refroidissement d’une boucle est connecté au temps que le plasma met pour passer d’une température T_1 à $T_2 < T_1$. Pour cela il suffit de mesurer l’écart temporel d’apparition de la boucle entre deux bandes spectrales (chacune ayant un pic de réponse en température et donc à laquelle on peut associer “une” température, voir Section 3.1.2). En faisant l’hypothèse que la boucle se refroidit de manière exponentielle avec un temps caractéristique γ_T , c’est-à-dire le temps de refroidissement de la boucle ([Warren et al. 2002](#); [Winebarger et al. 2003](#)), celui-ci peut s’exprimer de la manière suivante :

$$\gamma_T = \frac{\Delta t_{1 \rightarrow 2}}{\ln\left(\frac{T_1}{T_2}\right)} \quad (1.1)$$

Le temps de vie d’une boucle concerne en revanche une seule température (ou plutôt une seule bande de température), il est donc de façon théorique plus petit que le temps de refroidissement de la boucle.

Quelques débats actuels sur le chauffage et structuration de boucles

Je résume ici un certain nombre de questions en débat sur l’évolution et le chauffage des boucles coronales. Certains points ont déjà été présentés plus haut.

- Les boucles sont-elles structurées de façon monolithique ou formées de dizaines de sous-tubes de flux ? Cette question n'est pas encore élucidée, les brins en question ont des diamètres attendus non résolus par les instruments actuels même si certaines études s'affranchissent de cette contrainte, par exemple, grâce à l'étude de la pluie coronale formée de structures très petites qui peuvent mettre en relief des sous-boucles ([Antolin et al. 2015b](#)).
- La section transverse des boucles est-elle constante comme les observations semblent l'indiquer ?
- Les mécanismes de chauffage sont-ils les mêmes pour les boucles et l'émission diffuse ? [Klimchuk \(2015\)](#) suggère par exemple une explication commune pour ces deux structures (voir Figure 1.6). Dans le cadre d'un chauffage impliquant des tempêtes de nanoflares (de nombreux nanoflares entre les sous-tubes de flux), l'émission diffuse serait expliquée par des nanoflares de faible énergie avec une fréquence de répétition élevée, tandis que pour les boucles les nanoflares auraient une énergie relativement forte mais une fréquence de répétition plus faible.
- Comment peut-on expliquer les sur-densités (*overdense loops* en anglais) et les sous-densités observées dans certaines boucles (*underdense loops* en anglais) ? Ces sur-densités et sous-densités sont mesurées par rapport à l'équilibre statique de la boucle ([Rosner et al. 1978](#)). Les modèles impliquant des nanoflares (e.g [Cargill & Klimchuk 2004](#)) reproduisent ce type de structures.

Ce résumé est évidemment très incomplet mais il montre la complexité de la correspondance entre les observations et les modèles.

Selon [Klimchuk et al. \(2010\)](#), les simulations numériques de boucles doivent être capables de reproduire cinq observations clefs (voir aussi [Lionello et al. \(2013\)](#) où ce nombre est étendu à sept) :

- la sur-densité observée,
- l'évolution de la densité en altitude qui est plus lente que ce qui est prévu dans les cas statiques ([Aschwanden et al. 2001](#)),
- les profils de température assez plats dans la partie coronale de la boucle,
- les variations douces en intensité le long de la boucle (pas d'embrillancements forts et localisés),
- le temps de vie des boucles dans les bandes spectrales EUV (de 15 à 90 minutes),
- les décalages temporels observés entre les bandes spectrales dans les variations d'intensité (refroidissement de la boucle, voir Section 3.1.2),
- le temps de vie observé parfois plus long que le temps de vie théorique (calculé à partir du temps de refroidissement observé, voir équation 1.1).

1.2.2.3 Simulations de boucles

La modélisation des boucles coronales et, en particulier les simulations numériques, permet d'explorer les propriétés physiques de boucles, d'analyser les processus physiques à l'œuvre et de pouvoir comparer les observations modélisées avec observations réelles.

Les lois dites RTV ([Rosner et al. 1978](#)) furent les premières à donner une description des paramètres physiques (température, densité, pression) des boucles. Dans cette description les boucles sont considérées comme monolithiques et les paramètres de la boucle sont donnés, suivant une coordonnée le long de la boucle (1D), avec des lois d'échelle :

relations entre la température, la pression et longueur de la boucle.

La modélisation des boucles a depuis considérablement évolué, les puissances de calcul permettant d’inclure toujours plus de détails. Ces simulations peuvent être 0D, 1D, 2D, 3D, le niveau de physique inclus dans chacune n’étant pas le même. Dans les descriptions 1D le chauffage est généralement imposé en entrée de la simulation (voir Section 4.2.1, sur les simulations 1D) pour étudier la réponse du plasma à ce chauffage connue et donc de comparer les paramètres prédits avec les observables. Les simulations 3D, permettent souvent au contraire d’étudier la source et les processus de conversion de l’énergie mais les contraintes en résolution sont lourdes, et il est donc souvent difficile d’inclure une grande quantité de processus physiques.

Dans le même esprit que le schéma global de résolution du chauffage coronal (Figure 1.3), chaque degré de simulation s’attache à reproduire une sous-partie du problème global. Il est à noter qu’il existe aussi des simulations complètes, de l’émergence du flux à l’émission dans les différentes couches de l’atmosphère (Gudiksen et al. 2011, code *Bifrost*), ce qui permet d’étudier les processus à l’origine de la dynamique de l’atmosphère jusqu’aux émissions observées.

1.3 Le *thermal non-equilibrium* (TNE)

Je vais maintenant m’intéresser à un phénomène d’évolution du plasma qui implique une absence d’équilibre thermique : le *thermal non-equilibrium* (TNE). Lorsque le chauffage est très stratifié en altitude (majoritairement concentré à basse altitude) et quasi-constant (temps caractéristique d’évolution très inférieur au temps de refroidissement des boucles), l’évolution du plasma de la structure considérée peut rentrer dans un régime où il n’y a pas de solution pour l’équilibre thermique. Dans ce cas, et comme je le montrerai en détail dans les sections suivantes, il n’y a pas de maintien possible d’un sommet chaud pour la structure, l’énergie perdue par radiation surpassant alors le chauffage.

Ce phénomène explique la présence de matière froide (températures proches de celles de la chromosphère) dans la couronne, comme les protubérances et la pluie coronale. Si le chauffage est uniforme il ne peut pas y avoir de matière froide à ces altitudes. La présence de TNE donne donc des indications fortes sur le chauffage.

1.3.1 La pluie coronale et les protubérances

Les protubérances sont des masses denses (de l’ordre de 10^{17} m^{-3}) et froides (de l’ordre de 10^4 K) qui restent en suspension pendant des jours voire des semaines dans la couronne solaire. Cette forte densité est apportée par l’évaporation de la chromosphère, due à une forte concentration du chauffage à basse altitude (e.g., Antiochos & Klimchuk 1991; Dahlburg et al. 1998; Mendoza-Briceño & Hood 1997; Antiochos et al. 1999, 2000; Karpen et al. 2006). Le plasma ainsi évaporé vers la couronne se refroidit et forme des condensations. Ce comportement du plasma est typique d’un régime où il n’y a pas d’équilibre thermique possible, le *thermal non-equilibrium* (TNE).

Cette absence d’équilibre thermique provient d’une stratification forte du chauffage en altitude, la puissance déposée dans la boucle se faisant majoritairement dans la chromosphère et la région de transition. Le plasma chromosphérique ainsi chauffé va alors

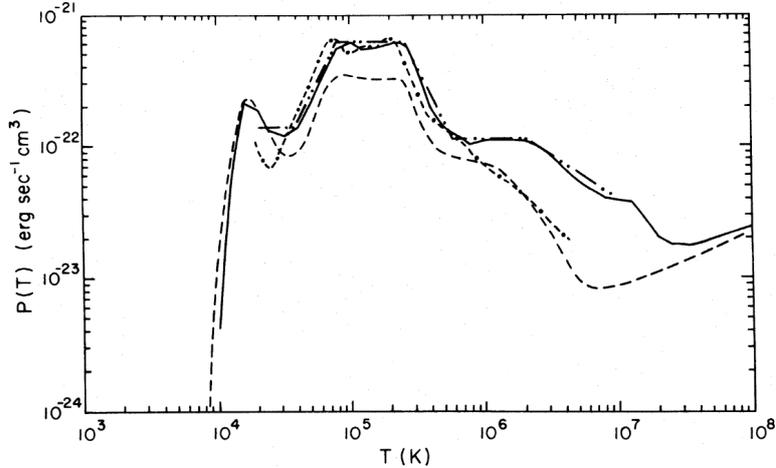


FIGURE 1.8: Pertes radiatives $Q(T)$, d'après [Rosner et al. \(1978\)](#).

s'évaporer et remplir la structure confinée par le champ magnétique. La température, suivie par la densité, vont alors augmenter au sommet de la structure. Cependant, le chauffage étant faible au sommet, le plasma va commencer à se refroidir. Ce refroidissement va devenir de plus en plus important car les pertes radiatives ($n_e^2 Q(T)$, voir Section 4.2.1) augmentent lorsque le plasma se refroidit en dessous de 1 MK, avec un pic autour de $T = 0.2 - 0.3$ MK, et lorsque la densité augmente, comme on peut le voir sur la Figure 1.8 de la fonction de pertes radiatives $Q(T)$ ([Rosner et al. 1978](#)).

Arrivé à un point critique, les pertes radiatives vont surpasser le chauffage. Cela peut alors provoquer des condensations du plasma, c'est-à-dire la création d'éléments de plasma froids et denses. Les processus de microphysique alors impliqués sont complexes (recombinaison d'éléments, ionisation partielle, etc.). Les condensations peuvent alors tomber le long des lignes de champ magnétique, sous l'effet de la gravité.

Ce phénomène a tous les caractéristiques d'une instabilité thermique ([Parker 1953](#); [Field 1965](#)). Cependant, certains auteurs préfèrent parler "d'emballlement" thermique, plutôt que d'instabilité (e.g. [Antiochos et al. 1999](#); [Patsourakos et al. 2004](#); [Klimchuk et al. 2010](#)). En effet pour ce type de système, il n'y a pas d'équilibre thermique possible. Or le terme instabilité suppose un équilibre thermique instable. Le terme *thermal non-equilibrium*, qui a été introduit dans [Karpen et al. \(2001\)](#), est donc utilisé pour faire référence à la dynamique globale du système : la boucle dans son entier et sur des temps d'évolution longs, de quelques heures. Si l'on considère en revanche l'évolution du plasma, localisée sur une portion de la boucle et sur des temps courts (inférieurs à l'heure), le terme d'instabilité est largement utilisé. C'est le cas pour l'étude de la pluie coronale (e.g. [Müller et al. 2005](#); [Fang et al. 2013](#); [Antolin et al. 2015b](#)).

Quelle que soit la dénomination, le processus physique reste le même.

Historiquement, le TNE a d'abord été identifié comme un processus clef dans la formation des protubérances. Pour ces structures, les condensations ne tombent pas le long des lignes de champ du fait de la topologie particulière du champ magnétique qui crée un support magnétique (on peut parler de "hamac magnétique", de "dipped geometry", dans par exemple [Antiochos & Klimchuk 1991](#)). La formation de la pluie coronale repose sur le même phénomène d'évolution du plasma ([Antiochos et al. 1999](#)), à la différence près que

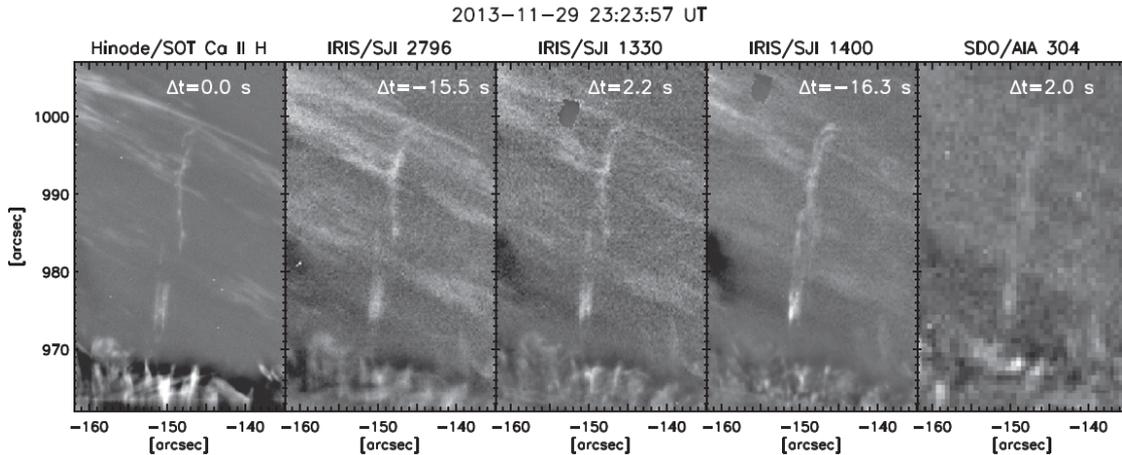


FIGURE 1.9: Observations de pluie coronale, d'après [Antolin et al. \(2015b\)](#).

les condensations formées tombent vers la chromosphère sous l'effet de la gravité. Même si la pluie coronale a été observée pour la première fois il y a plusieurs décennies ([Kawaguchi 1970](#); [Leroy 1972](#); [Levine & Withbroe 1977](#)), l'intérêt pour ce phénomène est relativement récent (e.g., [Schrijver 2001](#), avec les images de TRACE). On parle alors successivement de “dramatic evacuations” puis de “catastrophic cooling” pour désigner ce phénomène de condensations, consécutif à un emballement thermique (les pertes dominent le chauffage à haute altitude dans la boucle).

La pluie coronale est souvent associée à des boucles. [De Groof et al. \(2004, 2005\)](#) détectent des “gouttes” de plasma qui descendent le long des lignes de champ, dans la bande spectrale 304 Å de EIT et les images H_α du télescope Big Bear. [O'Shea et al. \(2007\)](#) observent des condensations dans des boucles avec le spectromètre SoHO/CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer). Des événements de pluie coronale peuvent être aussi associés à des protubérances ([Liu et al. 2015](#)). Un exemple d'observation de pluie coronale à basse altitude dans une boucle est présenté dans la Figure 1.9. Elle est observée et prévue par les simulations : [Müller et al. \(2003, 2004, 2005\)](#); [Antolin et al. \(2010, 2012\)](#); [Antolin & Rouppe van der Voort \(2012\)](#); [Fang et al. \(2013\)](#); [Vashalomidze et al. \(2015\)](#); [Moschou et al. \(2015\)](#); [Antolin et al. \(2015b\)](#); [Fang et al. \(2015\)](#).

Le TNE prédit une évolution périodique du plasma *via* des cycles d'évaporation et de condensation. En l'absence d'équilibre thermique, la dynamique du plasma se fait autour d'un cycle limite ([Kuin & Martens 1982](#); [Martens & Kuin 1982](#)). Le système cherche un équilibre sans pouvoir l'atteindre.

La répétition périodique des évaporations et condensations du plasma, dont le mécanisme d'un cycle est décrit plus haut, provoque alors des évolutions périodiques de la température et de la densité, comme c'est le cas dans la simulation de boucle présentée dans la Figure 1.10. Température et densité au sommet de la boucle évoluent de façon périodiques, avec ici une période d'environ 5 heures. De plus, on observe que la température est en avance sur la densité. En effet, comme le plasma est principalement chauffé à basse altitude, la boucle se remplit avec un plasma chaud mais ce remplissage prend un certain temps, ce qui explique le retard dans l'augmentation de la densité.

Cette évolution du plasma est compatible avec le chauffage par ondes⁶ (Asgari-Targhi et al. 2013) comme avec des événements de type nanoflares (Mendoza-Briceño et al. 2005; Karpen & Antiochos 2008; Susino et al. 2010). La condition pour avoir des cycles de TNE est un chauffage stratifié et quasi-constant (pour maintenir l'état d'absence d'équilibre thermique).

1.3.2 Débat sur le chauffage très stratifié dans les boucles coronales

Le TNE est considéré comme étant à l'origine de structures et événements comme les protubérances et la pluie coronale. Cette dernière n'est pas toujours facilement observable (observations souvent limitées hors du disque, nécessite une combinaison d'observations, etc.) mais il est possible que la pluie coronale soit plus fréquente que ce que l'on croit. Le TNE existe-il pour d'autres structures ? Un tel mécanisme est-il possible dans les boucles chaudes ?

Pour Klimchuk et al. (2010) le TNE, et donc un chauffage stratifié et quasi-constant, n'est pas compatible avec les observations de boucles coronales (voir les observations clefs des boucles listées Section 1.2.2.2). En effet, les boucles modélisées dans cet article (simulations hydrodynamiques 1D) montrent des condensations très fortes au sommet, avec un effondrement de la température vers des températures chromosphériques. Cela provoque des structures dans les profils d'intensité EUV qui ne sont pas observées à la résolution spatiale des imageurs comme AIA et étant donné leurs réponses en températures dans les bandes spectrales coronales.

Lionello et al. (2013) fait une étude similaire en utilisant cette fois-ci une simulation 3D, et réexamine les mêmes propriétés observationnelles, avec des diagnostics vérifiés par Winebarger et al. (2014). Il montre que le TNE ne doit pas être écarté pour la dynamique des boucles coronales. De plus, Mikić et al. (2013) montrent que les incohérences entre observations et modélisation de TNE dans boucles, trouvées par Klimchuk et al. (2010), proviennent d'une simplification trop forte de la géométrie de la boucle utilisée dans ce modèle. Avec une géométrie de boucle plus réaliste, c'est-à-dire une boucle non demi-circulaire et avec une section non constante, certaines boucles rentrent dans des cycles comportant des condensations dites "incomplètes" (voir Figure 4.11). Ces boucles gardent alors des températures coronales à leur sommet. Mikić et al. (2013) font l'hypothèse que les condensations sont avortées par la présence de "siphon flows", des mouvements de matière d'un pied à l'autre des boucles qui stopperaient les processus de condensation.

Ces articles remettent en avant le TNE comme un processus plus largement présent dans la couronne et ne le limitent plus à des événements sporadiques (Mok et al. 2016; Lionello et al. 2016).

De plus, Auchère et al. (2014) montrent que les pulsations d'intensité EUV de longue période (quelques heures) sont très répandues dans les boucles coronales. Ces variations d'intensité ont des périodes compatibles avec ce qui est prévu par les modèles de TNE pour des boucles ayant des longueurs de l'ordre de 100 Mm (voir Mikić et al. 2013, par

6. Il faut que noter que cela dépend du modèle utilisé. Dans certains cas le chauffage par ondes inhibe le TNE (Antolin et al. 2010).

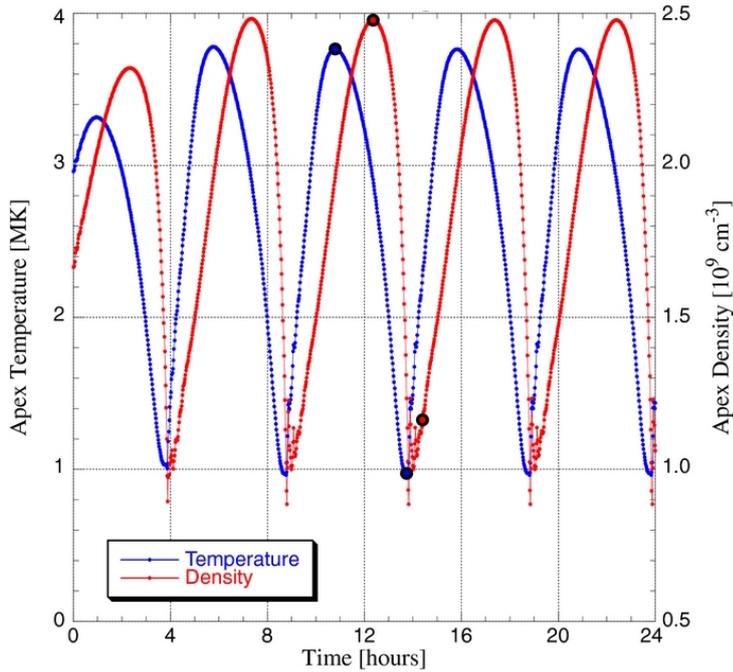


FIGURE 1.10: Cycles de TNE avec des condensations dites “incomplètes” dans une simulation de boucle coronale (d’après *Mikić et al. (2013)*).

exemple). Quelle est l’origine physique de ces pulsations ? Cette question est le thème central de cette thèse.

1.4 Motivations

Quels processus physiques sont à l’origine des pulsations de longues périodes récemment découvertes dans les intensités EUV des images de la couronne solaire ? Sachant que ce phénomène est très répandu dans les boucles (*Auchère et al. 2014*), il est important de déterminer les mécanismes physiques qu’elles reflètent et dans quelle mesure ces processus physiques jouent un rôle dans la dynamique des boucles et leur chauffage.

Pour cela, je me suis attachée à :

- identifier les propriétés physiques de boucles pour lesquelles on observe ces pulsations (température, densité, dynamique),
- comprendre si ces boucles ont des propriétés particulières de géométrie et de chauffage,
- reproduire et expliquer ces observations par la modélisation.

Dans ce manuscrit, je présente ce travail par le biais d’articles publiés dans des revues à comité de lecture (voir la liste dans l’Annexe [A.1](#)). Ces articles sont directement inclus dans le manuscrit. Chaque chapitre est axé sur un ou deux articles. Le développement autour de ces articles concerne certains points de ces articles en détail (sur les techniques utilisées notamment) et les résultats non-publiés.

Le Chapitre [2](#) est axé sur la méthode de détection de ces pulsations avec des périodes de quelques heures, sur la robustesse de cette détection (Article [\(A.1.2\)](#)) et sur la statistique réalisée avec les six ans de données de SDO/AIA, disponibles depuis mai 2010.

Dans le Chapitre [3](#), je présente l’analyse physique de trois cas étudiés en détail avec

SDO/AIA (Article (A.1.1)), *via* une étude de la mesure d'émission différentielle (DEM) et des décalages temporels entre les intensités des six bandes spectrales d'AIA. Dans un second temps je présente l'analyse de l'article (A.1.3) qui, *via* uniquement une analyse de la forme des spectres de puissance des événements sélectionnés, confirme l'analyse thermique réalisée dans l'article (A.1.1).

Les trois régions actives étudiées dans le Chapitre 3 et notamment les faisceaux de boucles qui présentent des pulsations EUV sont ensuite analysées *via* des simulations numériques. Cette partie est décrite dans le Chapitre 4. En utilisant des extrapolations du champ magnétique coronal des trois régions, je fais une étude de la géométrie de ces lignes de champ pour tenter de comprendre si la géométrie des lignes de champ qui correspondent aux boucles pulsantes est particulière. Dans ce chapitre j'utilise également un code de simulation hydrodynamique 1D et je réalise une étude de l'espace des paramètres de la simulation (géométrie de la boucle et géométrie du chauffage) pour déterminer les conditions favorables à l'apparition de cycles d'évolution dans les boucles. Cette étude fait l'objet d'un article en préparation (Article (A.1.5)). Je présente également l'analyse complète d'une simulation en particulier qui permet de reproduire les caractéristiques observées (Article (A.1.4)).

Enfin, je présente les conclusions de cette thèse, les perspectives et implications de ces pulsations pour le chauffage des boucles coronales dans le Chapitre 5.

Les pulsations d'intensité EUV de longue période, un phénomène commun dans la couronne solaire

Sommaire

2.1 Les longues périodes parmi les périodes dans la couronne solaire	23
2.2 La détection de pulsations de longue période en intensité .	26
2.2.1 Données utilisées	26
2.2.2 Description du code de détection utilisé	27
2.2.3 Étude de la robustesse d'une analyse de Fourier et en ondelettes de séries temporelles coronales	32
(A.1.2) On the Fourier and Wavelet Analysis of Solar Coronal Time-Series	33
2.3 Statistiques des détections avec SDO/AIA	47
2.3.1 Présentation des résultats	47
2.3.2 Méthode de tri automatique des événements AR et QS	54
2.4 Conclusions	56

2.1 Les longues périodes parmi les périodes dans la couronne solaire

Les phénomènes périodiques ont été largement explorés et beaucoup sont déjà connus dans la couronne. Les périodes trouvées sont souvent courtes (inférieures à l'heure), que cela soit pour des variations périodiques d'intensités ou de vitesses. Elles sont associées à différentes structures et événements coronaux comme : les points brillants (Ugarte-Urra et al. 2004; Tian et al. 2008) ; les boucles coronales (Aschwanden et al. 1999; Nakariakov et al. 1999; Schrijver et al. 2002) ; les protubérances (Pouget et al. 2006; Bocchialini et al. 2011) ; les plumes polaires (DeForest & Gurman 1998; Ofman et al. 1999; Gupta 2014) ; les éruptions solaires (ou *flares* en anglais) (Inglis et al. 2008; Nakariakov & Melnikov

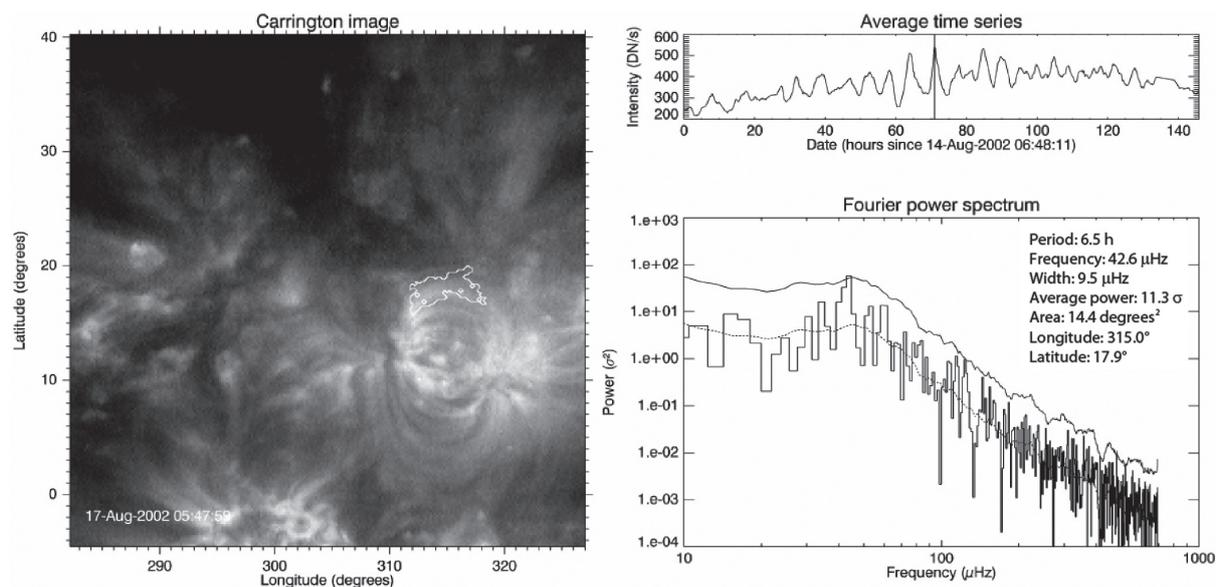


FIGURE 2.1: Exemple d'une détection de pulsations d'intensité de longue période dans un système de boucles coronales dans la bande centrée sur 195 \AA de l'instrument SoHO/EIT (Auchère et al. 2014). **À gauche** : Image en coordonnées héliographiques de la région active dans laquelle sont détectées des pulsations (contour blanc). Le contour de détection épouse la forme des boucles coronales sous jacentes. **En haut à droite** : Série temporelle moyennée sur l'intensité du contour de détection. La barre verticale marque l'instant correspondant à l'image. **En bas à droite** : Spectre de puissance correspondant à cette série temporelle. La ligne en pointillés correspond au spectre moyen et la ligne pleine au seuil de détection de 10σ . Le film correspondant à cette séquence est disponible à l'adresse : <http://www.aanda.org/articles/aa/olm/2014/03/aa22572-13/aa22572-13.html>

2009; Dolla et al. 2012); les structures magnétiquement ouvertes ou les grandes structures magnétiquement fermées (Telloni et al. 2013). Beaucoup de ces études s'inscrivent le domaine de la sismologie coronale, c'est-à-dire l'étude des phénomènes oscillatoires, notamment des modes MHD (magnétohydrodynamiques), pour déterminer les propriétés du milieu. L'analyse de phénomènes périodiques est très répandue, pas seulement en physique solaire mais dans tous les domaines de l'astrophysique et de la physique. Il faut cependant être très prudent et s'assurer de la robustesse de l'analyse fréquentielle. Dans le cas contraire, cela peut conduire à de fausses détections. Ce dernier point est développé dans la Section 2.2.3.1.

Si les courtes périodes (inférieures à l'heure) ont largement été étudiées, il y a peu de cas reportés d'événements périodiques de longue période (quelques heures). Un cas de variations périodiques d'intensité, avec une période dominante à 12 heures, a été détecté par Foullon et al. (2004, 2009) dans un filament. Cependant, après examen de ce cas avec la méthode décrite dans la Section 2.2, il s'avère que ces lentes variations périodiques dans l'intensité de la bande spectrale 195 \AA de EIT ne correspondent pas à un filament mais à des arches coronales proches de celui-ci.

L'étude statistique menée par Auchère et al. (2014) sur ce type d'événement périodique en intensité dans la couronne solaire, a montré que les longues périodes sont en fait très répandues, notamment dans les boucles coronales. Grâce à l'utilisation de la base de

données de l’imageur EIT (*Extreme ultraviolet Imaging Telescope*) à bord du satellite SoHO (*Solar and Heliospheric Observatory*), dans la bande spectrale 195 Å, de janvier 1997 à juillet 2010, plus de 900 événements ont été détectés. Ces plus de 13 ans de données couvrent la totalité du cycle solaire 23 et une partie du cycle 24. Certains événements durent environ six jours, c’est-à-dire que les pulsations détectées se maintiennent sur toute la durée des séquences construites. Les périodes détectées vont de 3 à 16 heures. La moitié des événements ont été repérés dans du Soleil calme (événements QS, pour *Quiet Sun*), l’autre moitié dans des régions actives (événements AR, pour *Active Region*). Pour cette dernière population d’événements, 50% d’entre eux ont été repérés dans des boucles coronales. La détection de ces événements dans l’espace de Fourier se fait pixel par pixel, aucune structure particulière n’est recherchée. Un exemple d’un événement détecté dans des boucles avec une période de pulsation de 6.5 heures est présenté dans la Figure 2.1. D’autre part, la Figure 2.6 et la Table 2.2 présentent les statistiques réalisées avec EIT, qui seront discutés dans la Section 2.3.1, en comparaison avec celles que j’ai réalisé avec SDO/AIA. La statistique des événements révèle que les événements dans le Soleil calme ont des propriétés différentes de ceux dans les régions actives, notamment car ils ont préférentiellement des périodes plus longues (supérieures à 10 heures). Ceci n’exclut pas que les événements aient la même origine physique.

Les auteurs estiment que pour l’année 2000, environ la moitié des régions actives présentent un événement de ce type. Sachant que tous les événements de pulsations de longue période ne sont pas forcément détectés (les critères de détection des régions sont assez restrictifs, l’émission provenant des avant-plans et des arrière-plans peut masquer des structures pulsantes, etc.), toutes les régions actives pourraient produire ce type d’événement au cours de leur vie. Les auteurs présentent une analyse critique de ces détections en cherchant de potentielles sources d’artefacts instrumentaux. Ils concluent que les pulsations trouvées sont d’origine solaire.

Les auteurs explorent quelques explications physiques à ce phénomène largement répandu, notamment dans les boucles, qui sont des structures bien identifiables. Quel processus physique pourrait produire ce type de pulsations périodiques très lentes dans les boucles? Les ondes MHD sont exclues, car les périodes en jeu, trop longues, impliqueraient des longueurs d’onde trop grandes et donc des longueurs de boucles non-réalistes (~ 1000 Mm). Le couplage entre deux boucles adjacentes avec des fréquences d’oscillations proches est aussi exclu, ce type de période n’étant pas identifié dans les simulations de ce type de couplage (Van Doorsselaere et al. 2008; Luna et al. 2009). Les oscillations mécaniques des boucles sont donc exclues. Le *thermal non-equilibrium* (TNE), qui est un phénomène thermique (voir Section 1.3), pourrait expliquer les longues périodes (voir Section 1.3.2) mais cela ne pouvait pas être confirmé ou infirmé à ce stade, sans analyse thermique des boucles. Les auteurs font l’étude analytique d’un cas simple (équation de la chaleur avec une pression constante et uniforme), pour une boucle unidimensionnelle qui serait soumise à des petites perturbations autour de l’état d’équilibre. Si, au vu des conclusions de l’article, l’évolution thermique du plasma semble jouer un rôle dans la production de ces pulsations d’intensité de longue période, l’analyse physique des observations de boucle restait à faire à ce stade.

Dans ce chapitre je me concentre sur les aspects de détection des événements de pulsation d’intensité de longue période et sur la statistiques que j’ai réalisé dans les six bandes coronales d’AIA. Je vais tout d’abord présenter le code de détection des

pulsations de longue période que j’ai utilisé sur la base de donnée AIA (Section 2.2). Ce code est le même que celui utilisé par Auchère et al. (2014) avec les images EIT. Dans la Section 2.2.3.1, je présente en particulier une analyse de la robustesse de ces détections (Auchère et al. 2016, Article (A.1.2)). La statistique des détections avec AIA est présentée dans la Section 2.3.

2.2 La détection de pulsations de longue période en intensité

2.2.1 Données utilisées

Le satellite SDO (Pesnell et al. 2012, *Solar Dynamics Observatory*) de la NASA opère depuis mai 2010 depuis une orbite géosynchrone. À bord de SDO se trouve l’imageur AIA, pour *Atmospheric Imaging Assembly* (Boerner et al. 2012). Il prend des images de la couronne dans six bandes spectrales de l’EUV avec une cadence temporelle maximale de 12 secondes. Il a un champ de vue de 41×41 minutes d’arc ($\sim 2.5 R_{\odot}$) et un détecteur de 4096×4096 pixels, avec 0.6 secondes d’arc par pixel (~ 435 km sur le Soleil). Les six bandes coronales de AIA (94 Å, 131 Å, 171 Å, 193 Å, 211 Å et 335 Å) couvrent une large gamme de températures dans la couronne, avec un bon rapport signal sur bruit, comme on peut le voir grâce aux fonctions de réponses en température de l’instrument, Figure 2.2 (voir équation 3.5). La résolution spectrale $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ est de l’ordre de 0.1 (Boerner et al. 2012), les réponses en température couvrent alors de multiples structures. En effet, plusieurs raies, formées à des température différentes, sont incluses dans les bandes spectrales (voir Figure 3.1, analogue à la Figure 2.2, avec les contributions des ions majoritaires). L’avantage d’un imageur comme AIA pour ce type d’étude, en plus de sa haute résolution temporelle et spatiale, est de faire des observations continues (et avec plusieurs années de données) de tout le disque.

Pour détecter des pulsations d’intensité de longue période, AIA a donc les mêmes avantages de suivi qu’EIT et offre en plus la possibilité de faire de l’analyse multi-spectrale et donc multi-thermale grâce à la couverture en température de l’imageur. Avec la bande à 195 Å d’EIT, la seule qui offrait une cadence suffisante, l’analyse thermique du plasma n’était pas possible sur les événements détectés. En effet, avec une seule bande spectrale, on ne peut pas, par exemple, reconstruire la structure thermique du plasma (voir Section 3.1.1). L’utilisation des données de AIA (six bandes coronales) pour détecter les événements de pulsations d’intensité avec une longue période va donc permettre de faire une analyse thermique du plasma des structures et donc d’étudier les processus physiques à l’oeuvre. La cadence temporelle très élevée d’AIA n’est pas exploitée pour la détection de pulsations, on utilise une cadence de 13 minutes correspondant à la cadence moyenne d’EIT (pour garder les mêmes conditions). Cependant, elle sera utile pour l’étude des décalages temporels entre les pics d’émission des différentes bandes spectrales (voir Section 3.1.2). La résolution spatiale d’AIA est de plus ramenée à celle d’EIT pour augmenter le rapport signal/bruit (on moyenne les pixels par carrés de 16 pixels, voir Section 2.2.2.1). Utiliser une résolution spatiale moindre ne pose pas de problème ici car on ne cherche pas à détecter des pulsations dans des très petites régions.

Ce travail de thèse exploite de manière intensive les données AIA archivées à MEDOC,

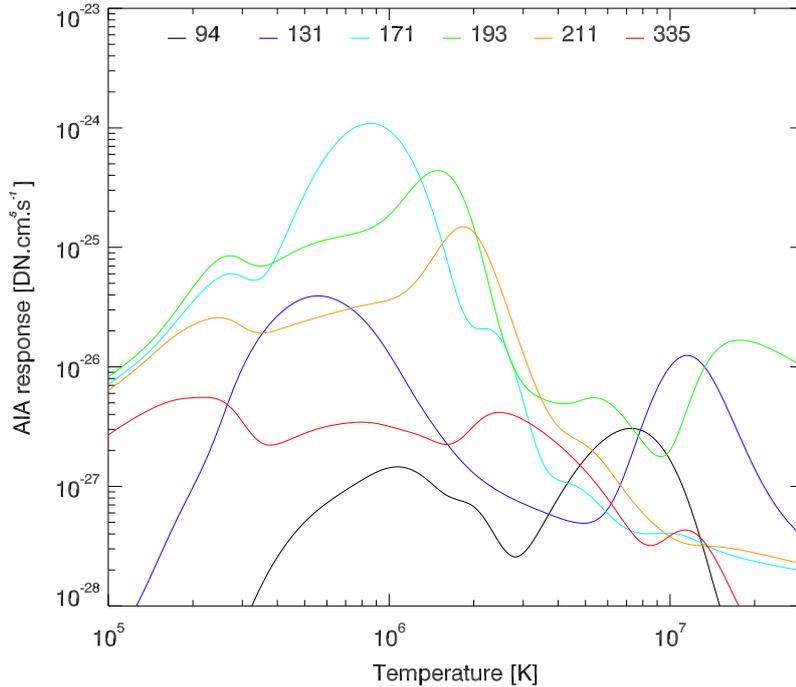


FIGURE 2.2: Réponses en température pour les six bandes coronales EUV de l'instrument AIA. Elles sont calculées avec CHIANTI version 8.0 (Del Zanna et al. 2015) pour une densité $n_e = 1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

pôle thématique national pour la physique solaire spatiale hébergé à l'IAS.

2.2.2 Description du code de détection utilisé

Le code de détection automatique de pulsations d'intensité de longue période dans la couronne a été développé par Frédéric Auchère et est décrit dans Auchère et al. (2014). Il a été utilisé dans un premier temps pour traiter les données de l'imageur EIT. J'ai adapté ce code pour traiter les données d'AIA, dans les six bandes coronales de l'instrument. Cette procédure automatique comprend une analyse robuste dans l'espace de Fourier mais cela n'exclut pas un examen visuel des détections sauvegardées. Le code peut en effet sortir des détections "au hasard" du fait du bruit (les niveaux de confiance fixés à 99%). L'examen visuel permet de se faire une idée de la qualité de la détection. De fausses détections peuvent aussi provenir par exemple de "mauvaises" images dans les séquences traitées et qui ne sont pas toujours éliminées par les critères automatiques, ou s'il y a trop de données manquantes. Ces cas se révélant rares, l'examen visuel sert surtout à identifier les structures détectées (i.e., des boucles ou pas).

Dans cette section on décrit les différentes séquences de traitement présentes dans le code, qui sont résumées dans la Figure 2.3.

2.2.2.1 Construction des séquences à étudier

À partir d'une date de départ choisie pour démarrer la recherche de périodes, le code construit un cube d'image AIA dans la bande spectrale spécifiée (94 Å, 131 Å, 171 Å, 193 Å, 211 Å ou 335 Å), chaque séquence ayant une durée d'environ six jours

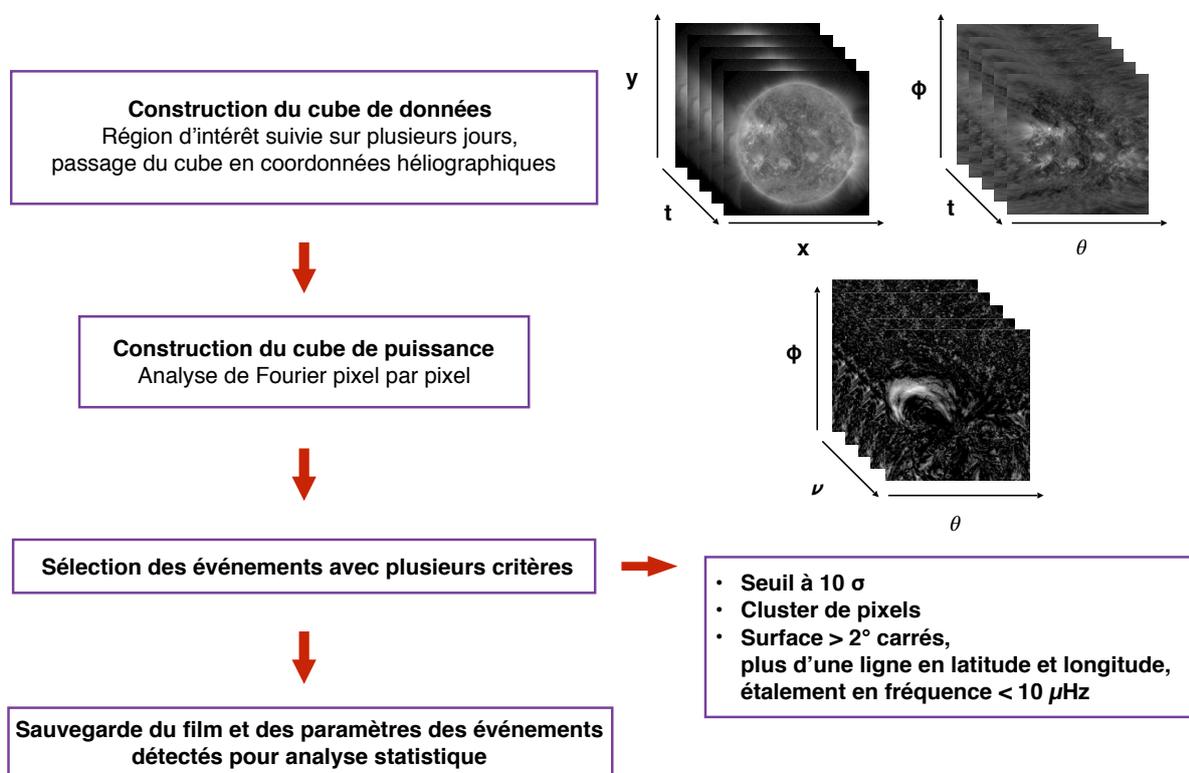


FIGURE 2.3: Schéma représentant les étapes principales suivies dans le code de détection automatique des pulsations de longue période.

(146 heures). Les données sont lues dans IDL (Interactive Data Language). La cadence est réduite à 13 minutes pour garder les mêmes conditions que pour le traitement des images EIT et ne pas trop allonger la durée de traitement pour la recherche automatique (pour ~ 700 images à 13 minutes de cadence le code met ~ 30 minutes pour traiter une séquence, principalement pour la construction du cube). La lecture des images se fait avec la procédure `read_sdo` de la bibliothèque SSW (SolarSoftWare) d'IDL. Les images sont moyennées 4 pixels par 4 pixels, c'est-à-dire que l'on moyenne les intensités par carré de 16 pixels et ce dans le but d'augmenter le rapport signal à bruit. On ne cherche pas à détecter des événements dans des petites structures, types points brillants, donc cette moyenne ne pose pas de problème en terme de résolution spatiale. Les images sont normalisées aux temps de pose, les intensités sont alors exprimées en $\text{DN pix}^{-1} \text{s}^{-1}$ (DN : Digital Number).

Les images sont ensuite transformées en coordonnées Carrington héliographiques, ce qui va permettre de suivre une région d'intérêt (ROI : *Region Of Interest*) en compensant par la suite la rotation différentielle par bande de latitudes. Les zones correspondant aux pôles et aux limbes sont exclues du cube compte tenu de la distorsion des structures de ces zones après la transformation de coordonnées. On garde uniquement les zones à $\pm 50^\circ$ autour de la latitude solaire au centre du disque et $\pm \theta_{max} = \pm 65^\circ$ autour du méridien central. La ROI à analyser est définie sur le disque par un secteur de $\Delta\theta = 45^\circ$ en longitude. Ce qui permet de suivre cette ROI d'un bord à l'autre du disque sur plusieurs jours. Cette durée de la séquence est calculée suivant l'équation 2.1 :

$$N_{jours} = \frac{2\theta_{max} - \Delta\theta}{\Omega}, \quad (2.1)$$

$$\Delta t = \frac{\Delta\theta}{2\Omega}, \quad (2.2)$$

avec Ω la vitesse angulaire de rotation synodique du Soleil à l'équateur : $\Omega = 13.98^\circ \text{ jour}^{-1}$.

Une nouvelle séquence est initialisée tous les $\Delta t = 1,6$ jour de données (équation 2.2). Deux séquences consécutives ont alors la moitié de leur ROI en commun. La rotation différentielle est compensée dans les images en utilisant les vitesses calculées par [Hortin \(2003\)](#), pour les données EIT. N'ayant pas les vitesses calculées pour certaines bandes spectrales d'AIA (94 Å, 131 Å, 171 Å, 211 Å et 335 Å), on utilise les valeurs obtenues pour la bande 195 Å d'EIT (voir équation 2.3), pour chaque latitude Φ :

$$\Omega(\Phi) = 14.50 - 2.14 \times \sin^2 \phi + 0.66 \times \sin^4 \phi \text{ [}^\circ \text{ jour}^{-1}\text{]}, \quad (2.3)$$

Ces valeurs sont supposées communes ici pour les six bandes spectrales d'AIA. On considère en effet que dans chaque bande spectrale la dérive de chaque structure suivie doit être la même¹.

On obtient alors des cubes d'environ 700 images avec 225×500 pixels (résolution héliographique de 0.2° en latitude et longitude). On retire du cube les images qui dans la séquence ont des intensités moyennes trop basses ou trop élevées. On s'assure alors

1. Pour une structure donnée, on suppose que chaque composante de cette structure (à des températures parfois différentes) dérive avec la même vitesse.

que s’il y a une saute d’intensité trop importante ou si une image est trop sombre voire totalement noire, l’image correspondante sera écartée et donc ne perturbera pas l’analyse de Fourier. Par exemple, les images sont écartées lorsque leur intensité moyenne est trois inférieure à l’intensité moyenne des images sur tout le cube. D’autre part, on vérifie qu’il n’y a pas de trous importants dans le cube, c’est-à-dire plus de 5% d’images manquantes sur la totalité de la séquence.

2.2.2.2 Analyse des cubes d’images dans l’espace de Fourier

L’analyse de Fourier se fait sur chaque pixel du cube, c’est-à-dire sur chaque série temporelle indépendamment. Chaque série temporelle est rééchantillonnée à une fréquence deux fois supérieure à la fréquence de sélection des données choisie pour construire le cube et ce pour satisfaire le théorème de Shannon. Pour éviter l’*aliasing*, on apodise les séries temporelles avec un sinus sur 5% du signal à chaque pied. Le spectre de puissance est calculé grâce à un algorithme de Transformée de Fourier Rapide (FFT : *Fourier Fast Transform*). Chaque spectre de puissance (PSD : *Power Spectral Density*) est normalisé à la variance du signal, σ_0^2 . De la sorte, on a un spectre “plat”, c’est-à-dire que la puissance de fond, par rapport à laquelle on va estimer les excès de puissance, est un bruit blanc (Torrence & Compo 1998). La résolution spectrale est d’environ $2\mu\text{Hz}$ pour un total moyen de 350 points en fréquence.

On obtient un cube de puissance correspondant à la séquence, chaque tranche en fréquence correspondant à un point en fréquence des spectres de puissance. Chacune de ces cartes de puissance est donc normalisée à la variance du signal, σ_0^2 , de chaque série temporelle. Pour chaque série temporelle du cube, on repère les excès de puissance avec un niveau de confiance supérieur à 99%, ce qui correspond à des détections à 10σ au dessus de la puissance de fond locale (voir équation 2.4). L’estimation du niveau de fond de la puissance des spectres, σ se fait avec une moyenne glissante sur n points. On utilise la probabilité qu’au moins un point de fréquence parmi N présente un excès de puissance à $m\sigma$, en supposant localement un bruit blanc Gaussien :

$$P_\sigma = 1 - (1 - \exp^{-m})^N, \quad (2.4)$$

avec N le nombre de points en fréquence pour un spectre et m le niveau d’un pic d’individuel au dessus de la puissance de fond σ (Gabriel et al. 2002).

Ce niveau de confiance est un niveau de confiance global (voir Section 2.2.3.1). Il prend en compte le nombre de degrés de liberté du spectre (les nombre de points en fréquence). La probabilité qu’au moins un point de fréquence parmi N présente un excès de puissance à $m\sigma$ (niveau de confiance global) est plus faible que celle qu’un point de fréquence présente localement un excès de puissance (niveau de confiance local, sans tenir compte des N degrés de liberté).

Il faut noter que la probabilité qu’au moins un pixel du cube présente un excès de puissance est très grande². Cependant, la probabilité que plusieurs pixels adjacents dans l’espace des fréquences et dans l’espace, présentent un excès de puissance décroît rapidement. Par conséquent, on regroupe des clusters de 6 voxels dans les cubes de puissance. Pour qu’une région où il y a un excès de puissance soit retenue par le code automatique,

2. Cette probabilité tend vers 1 avec le nombre du pixels dans les images et le nombre de fréquences présentent dans le cube.

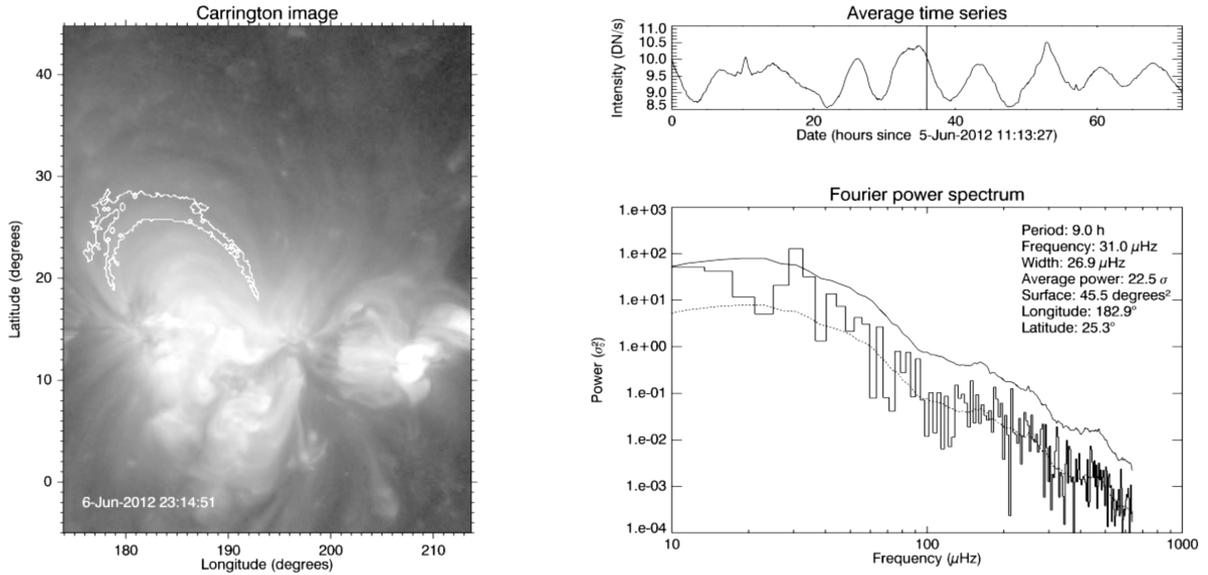


FIGURE 2.4: Exemple de sortie video du code de détection. Détection de pulsations d'intensité avec une période de 9 heures dans la bande spectrale 335 Å d'AIA. Idem que pour Figure 2.1. L'image de gauche correspond à une image parmi les trois jours de la séquence (elle est limitée à trois jours ici pour limiter les effets de distortion des structures dans les images, voir Section 3.2).

il y a des critères sur : la surface minimale de la région (seuil minimal de 2° carrés), l'étendue en latitude et en longitude qui doit être supérieure à un pixel héliographique (0.2°) et l'étalement en fréquence maximal de 10 μHz. Les régions définies le sont sans *a priori* de forme, aucune structure particulière n'est recherchée. On balaye les fréquences entre 18 μHz et 185 μHz, c'est-à-dire les périodes entre 1.5 heure et 15.4 heures.

Si une région qui remplit ces critères, est détectée avec un excès de puissance supérieur à 10σ, un contour de détection est défini en étendant cette région à des zones voisines où la puissance est supérieure à 5σ.

2.2.2.3 Visualisation des résultats

Si au moins une région pulsante est détectée dans la séquence, le code sauve un fichier texte synthèse qui décrit ces régions pulsantes repérées (les dates du début et fin de la séquence, la latitude et longitude moyenne de la région détectée, la surface de cette région, la puissance maximale, la fréquence de pulsation, l'étalement en fréquence du pic et l'intensité moyenne sur la région détectée). Une vidéo synthèse est aussi produite pour chaque région détectée, dans laquelle on retrouve une vidéo de la séquence avec le contour de détection, la série temporelle moyennée sur les pixels correspondants au contour détecté, ainsi que le spectre de puissance de cette série temporelle. Un exemple d'une détection avec AIA est présenté sur la Figure 2.4. Cette détection correspond au cas 1 étudié dans Froment et al. (2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3).

2.2.3 Étude de la robustesse d'une analyse de Fourier et en ondelettes de séries temporelles coronales

2.2.3.1 Détecter des pulsations périodiques proprement

Dans les sections précédente, j'ai présenté le code utilisé pour détecter des pulsations d'intensité de longue période dans les images EUV de la couronne solaire. Comme nous avons pu le voir, les critères sont assez stricts, il s'agit de ne détecter que les événements avec un niveau de confiance supérieur à 99%.

Malgré cela, dans [Auchère et al. \(2016, Article \(A.1.2\)\)](#), nous présentons un nouvel examen critique d'un événement périodique trouvé dans des boucles coronales avec AIA et étudié en détail dans [Froment et al. \(2015, Article \(A.1.1\), Section 3.2.3\)](#). Cet article fait d'autre part une revue des pratiques courantes en analyse de données (analyse de Fourier ou analyse en ondelettes) qui peuvent conduire à des fausses détections. Un certain nombre de points importants sont à respecter pour conduire une analyse des périodes robuste :

1. Les séries temporelles d'origine à analyser ne doivent pas être altérées par un filtrage préalable. Filtrer les hautes fréquences d'un signal par exemple, modifie le spectre de Fourier et peut produire de fausses détections. Comme développé par [Gruber et al. \(2011\)](#), filtrer des séries temporelles avant l'analyse de Fourier crée des bosses artificielles dans les spectres de puissance.

En effet, les spectres de puissance pour les intensités coronales sont souvent des lois de puissance d'exposant négatif, et appliquer un filtre passe haut forme donc une bosse dans l'espace de Fourier et crée donc un signal chromatique.

2. Dans les zones de forte activité comme le coeur des régions actives, il est attendu que la puissance à toutes les fréquences soit plus grande que pour les autres régions : la variance du signal est plus grande. On obtient donc une corrélation entre intensité et puissance à toutes les fréquences. Il est alors fondamental de normaliser les spectres à la variance des signaux d'origine pour chaque série temporelle des régions d'intérêts étudiées.
3. Il y doit y avoir une estimation convenable de la puissance de fond dans les spectres, c'est-à-dire la puissance attendue pour chaque fréquence en l'absence de phénomène périodique. En effet, pour calculer des niveaux de confiance, on teste les spectres par rapport à une hypothèse nulle. Définir la puissance de fond, c'est définir cette hypothèse.

Dans les cas des intensités coronales en EUV, on s'attend à une forme en loi de puissance des spectres de puissance. En effet, cette forme générique des spectres a été observée par de nombreux auteurs ([Ryabov et al. 1997](#); [Aschwanden et al. 1998](#); [Schwarz et al. 1998](#); [Vaughan 2010](#); [Gruber et al. 2011](#); [Auchère et al. 2014](#); [Gupta 2014](#); [Inglis et al. 2015](#); [Ireland et al. 2015](#)) et provient de la superposition de petits événements stochastiques le long de la ligne de visée ([Ireland et al. 2015](#); [Aschwanden et al. 2016](#)).

4. Les niveaux de confiance pour estimer l'importance des pics en excès de puissance par rapport au fond dans les spectres doivent être des niveaux globaux. La probabilité individuelle qu'un pic dépasse un certain niveau de confiance (niveau de

confiance local) est toujours plus grande que la probabilité de trouver un excès de puissance significatif pour au moins une fréquence parmi les N fréquences du spectre (niveau de confiance global, [Scargle 1982](#); [Gabriel et al. 2002](#)).

Ces différents points sont respectés dans le code de détection qui est présenté dans la Section [2.2.2](#)

2.2.3.2 Article (A.1.2) : On the Fourier and Wavelet Analysis of Solar Coronal Time-Series

L'article [Auchère et al. \(2016\)](#) réaffirme les points énoncés précédemment et suggère qu'un certain nombre d'études sur des événements périodiques dans la couronne solaire devrait être ré-examinées :

- Les pré-traitements courants comme le filtrage des signaux avant le passage dans l'espace des fréquences créent des pics de puissance artificiels à la fréquence de coupure des filtres (voir aussi [Gruber et al. 2011](#)).
- L'utilisation très répandue du code d'analyse en ondelettes de [Torrence & Compo \(1998\)](#) est souvent faite sans utiliser un modèle de bruit adapté aux séries temporelles étudiées, notamment en gardant un modèle de bruit blanc ou rouge comme celui fourni avec le code pour n'importe quelle série temporelle. Or, pour les données d'intensités coronales les spectres de puissance ont une forme caractéristique en loi de puissance. Un guide pratique pour adapter son propre modèle de bruit dans le code de [Torrence & Compo \(1998\)](#), adapté aux données que l'on veut analyser, est présenté.
- L'utilisation de niveaux de confiance locaux qui, par définition ne prennent pas en compte le nombre de degrés de liberté des spectres, peut aussi sur-estimer l'importance d'un pic de puissance dans un spectre. L'article inclut une méthode pour déduire les niveaux de confiance globaux pour un spectre d'ondelettes (généralisation de l'équation [2.4](#)).

Les niveaux de confiance globaux et un modèle de bruit adapté (forme caractéristique en loi de puissance, plus bruit blanc à haute fréquence et une bosse gaussienne caractéristique à basse fréquence, centrée à la fréquence zéro) sont utilisés pour le ré-examen critique du cas 1 de pulsation d'intensité étudié dans [Froment et al. \(2015, Article \(A.1.1\), Section 3.2.3\)](#). Cette étude inclut une analyse en ondelettes (code de [Torrence & Compo 1998](#)).



ON THE FOURIER AND WAVELET ANALYSIS OF CORONAL TIME SERIES

F. AUCHÈRE, C. FROMENT, K. BOCCHIALINI, E. BUCHLIN, AND J. SOLOMON

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

Received 2016 February 11; revised 2016 April 13; accepted 2016 May 2; published 2016 July 7

ABSTRACT

Using Fourier and wavelet analysis, we critically re-assess the significance of our detection of periodic pulsations in coronal loops. We show that the proper identification of the frequency dependence and statistical properties of the different components of the power spectra provides a strong argument against the common practice of data detrending, which tends to produce spurious detections around the cut-off frequency of the filter. In addition, the white and red noise models built into the widely used wavelet code of Torrence & Compo cannot, in most cases, adequately represent the power spectra of coronal time series, thus also possibly causing false positives. Both effects suggest that several reports of periodic phenomena should be re-examined. The Torrence & Compo code nonetheless effectively computes rigorous confidence levels if provided with pertinent models of mean power spectra, and we describe the appropriate manner in which to call its core routines. We recall the meaning of the default confidence levels output from the code, and we propose new Monte-Carlo-derived levels that take into account the total number of degrees of freedom in the wavelet spectra. These improvements allow us to confirm that the power peaks that we detected have a very low probability of being caused by noise.

Key words: methods: data analysis – Sun: corona – Sun: oscillations – Sun: UV radiation

1. MOTIVATION

Following the early detection of an individual case by Foullon et al. (2004)¹, Auchère et al. (2014) presented evidence that coronal active region loops frequently undergo episodes of periodic pulsations with periods of several hours and lasting several days. This statistical study was based on 13 years of quasi-continuous observations at a cadence of 12 min in the 19.5 nm channel of the *Solar and Heliospheric Observatory (SOHO)*; Domingo et al. 1995) Extreme-ultraviolet Imaging Telescope (EIT; Delaboudinière et al. 1995). Recently, Froment et al. (2015) published a detailed analysis of three of these pulsation events observed simultaneously in the six coronal passbands of the *Solar Dynamics Observatory (SDO)*; Pesnell et al. 2012) Atmospheric Imaging Assembly (AIA; Lemen et al. 2012). Using a combination of the time-lag analysis method of Viall & Klimchuk (2012) and the differential emission measure diagnostics developed by Guennou et al. (2012a, 2012b, 2013), Froment et al. argued that the observed pulsations are the signatures of incomplete evaporation–condensation cycles similar to those arising in numerical simulations of highly stratified heating of coronal loops (Lionello et al. 2013, 2016; Mikić et al. 2013; Winebarger et al. 2014).

Our detections add to an already vast bibliography indicating that periodic phenomena in general seem ubiquitous in the solar corona. In fact, they have been reported to occur in most coronal structures: bright points (Ugarte-Urra et al. 2004; Tian et al. 2008), loops (Aschwanden et al. 1999; Nakariakov et al. 1999; Schrijver et al. 2002), prominences (Pouget et al. 2006; Bocchialini et al. 2011; Zhang et al. 2012), polar plumes (Deforest & Gurman 1998; Ofman et al. 1999), flares (Inglis et al. 2008; Nakariakov & Melnikov 2009; Dolla et al. 2012), open and closed field large-scale structures (Telloni et al. 2013), etc. The physical processes involved are diverse and the interest in their study is manifold. For example, whether found

to be sufficient (McIntosh et al. 2011) or insufficient (Tomczyk et al. 2007) to compensate for the coronal losses, the energy carried by Alfvén waves is at the heart of the long-standing coronal heating debate, and their detection is thus critical. Also, coronal seismology techniques use the characteristics of wave and oscillatory phenomena to derive the properties of the ambient plasma and magnetic field (Nakariakov & Stepanov 2007; De Moortel & Nakariakov 2012).

However, recent papers have questioned the validity of several accounts of quasi-periodic pulsations (QPPs) in solar flares (Gruber et al. 2011; Inglis et al. 2015; Ireland et al. 2015). These authors point out that, in many cases, the fundamental power-law dependence of the power spectra of coronal time series has not been recognized, resulting in erroneous confidence levels. After the re-analysis of 19 time series, Inglis et al. (2015) concluded that coherent oscillatory power is necessary to explain the observed Fourier spectra in only one case. Beyond the specific case of QPPs, their results cast doubt on a number of previously published reports and suggest that the prevalence of oscillatory phenomena in the corona may be artificial.

In this context, even though we properly accounted for the power-law nature of the coronal power spectra in our previous works, we decided to critically re-evaluate the statistical significance of the events presented by Froment et al. (2015). Indeed, several sometimes subtle effects can cause false positives in Fourier or wavelet analyses. For example, Appendix A of Auchère et al. (2014) describes how the shadow cast on the detector by the mesh grid holding the focal filters in *SOHO*/EIT (Defise 1999; Auchère et al. 2011) produces spurious frequencies in the range of those detected in coronal loops. This effect could not be found in identical processing of AIA images, which is explained by the much smaller amplitude of the mesh grid pattern in this instrument. In the present paper, before re-interpreting our previous detections, we present possible sources of false positives in the methods of spectral (Fourier and wavelet) analysis: Section 2 describes the effect of time-series detrending on the power spectra, Section 3 discusses the choice of noise model, and

¹ Even though these authors attribute this event to a filament, our re-analysis indicates that the locations of significant Fourier power correspond to coronal arcades.

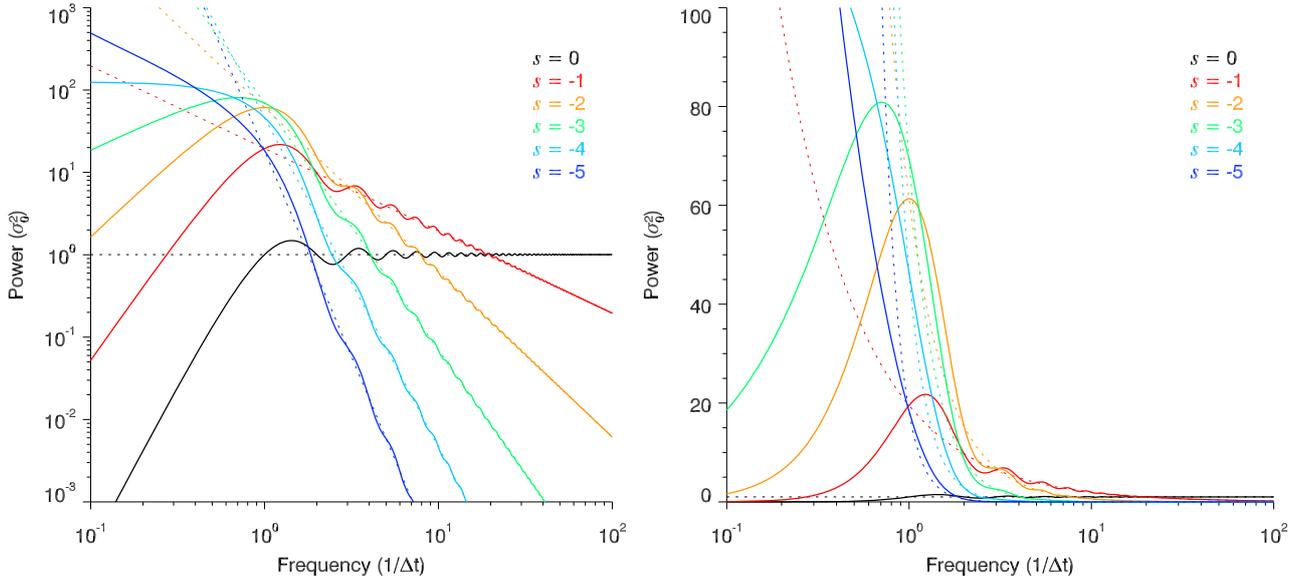


Figure 1. Distortion of the power spectra of time series after detrending with a running boxcar of width Δt . Left: the original time series have power-law-like spectra (dashed lines for power-law exponents s varying from 0 to -5). The abscissas are expressed in units of the cut-off frequency $1/\Delta t$ of the filter and each curve is normalized to its average over the plotting range, i.e., to the variance σ_0^2 of the corresponding time series. For $s > -4$, the power spectra of the detrended time series (solid lines) have a maximum around the cut-off frequency, which results from the suppression of the low-end of the power laws by the high-pass filter (black curve, $s = 0$). Right: the same as on the left but with a linear axis of power. The power spectra of the detrended series have dominant power in a limited band of frequencies, which can result in a convincing but false impression of periodicity in the original signal (see Figures 2 and 3).

Section 4 treats confidence levels in wavelet spectra. As an example, one of the periodic pulsation events studied by Froment et al. (2015) is then re-analyzed in Section 5 in the light of these considerations. Our conclusions and recommendations for Fourier and wavelet analysis of coronal time series are summarized in Section 6.

2. DETRENDING

Detrending is often applied to time series before analysis of their frequency content in order to filter out the low frequencies and thus enhance the periodic signals potentially present in the original data (e.g., Foullon et al. 2004, 2009; Ugarte-Urra et al. 2004; Inglis et al. 2008; Tian et al. 2008; Nakariakov et al. 2010; Dolla et al. 2012). However, several authors (Cenko et al. 2010; Iwakiri et al. 2010; Gruber et al. 2011) have shown that detrending, combined with improper accounting for the frequency dependence of the power spectrum, can lead to overestimating the claimed significance levels or even to false detections. Our analysis confirms and generalizes these results. We demonstrate that detrending not only *can* but *generally does* lead to false detections in Fourier or wavelet analyses, although it produces visually convincing filtered versions of the time series.

Detrending is achieved by removing a smooth version of itself from the original time series $s_o(t)$, which is commonly obtained with high-pass filtering.² Some authors compute the detrended time series $s_d(t)$ by subtracting the smooth estimate from the original data (e.g., Ugarte-Urra et al. 2004; Inglis et al. 2008; Nakariakov et al. 2010; Dolla et al. 2012)

$$s_d(t) = s_o(t) - s_o(t) * f(t), \quad (1)$$

where $s_o(t) * f(t)$ represents the smoothed data obtained by convolution of $s_o(t)$ with the filter kernel $f(t)$. Other authors

divide the original data by the smooth estimate and subtract 1 (e.g., Fludra 2001; Foullon et al. 2004, 2009) to obtain

$$s_d(t) = \frac{s_o(t)}{s_o(t) * f(t)} - 1. \quad (2)$$

If the variations $\delta s_o(t)$ of the signal are small with respect to its global average \bar{s}_o , Equation (2) can be expressed as

$$s_d(t) \approx \frac{\delta s_o(t) - \delta s_o(t) * f(t)}{\bar{s}_o(t)}, \quad (3)$$

which is identical to Equation (1) for the relative variations of the signal. These two methods are thus equivalent and have the same effect on the Fourier or wavelet spectra. If the variations of the signal are not small compared to its average, the second method modifies the power spectra more profoundly than described below, which renders their proper interpretation impossible.

Using the convolution theorem on Equation (1), we obtain the power spectrum of the detrended time series

$$\Psi(\nu) = |S_d(\nu)|^2 = |S_o(\nu)|^2 |1 - F(\nu)|^2, \quad (4)$$

where capital letters are used to denote the Fourier transforms. The most commonly used high-pass filter is a running boxcar of width Δt , in which case the power spectrum becomes³

$$\Psi(\nu) = |S_o(\nu)|^2 \left(1 - \frac{\sin(\pi\nu\Delta t)}{\pi\nu\Delta t}\right)^2, \quad (5)$$

which is the power spectrum of the original time series multiplied by a filtering function that attenuates the low frequencies while preserving the high frequencies (the black curve in Figure 1).

² Other methods can be used—like approximation by polynomials—but in all cases the power spectrum will be affected.

³ Similar expressions could be derived for other high-pass filters, resulting in similar distortions of the power spectrum.

As recently emphasized by Inglis et al. (2015) and Ireland et al. (2015), the mean Fourier power spectra of extreme-ultraviolet emission from active region cores, loop footpoints, and the quiet Sun follow a power-law-like behavior. This property was already noted by Auchère et al. (2014) for all types of on-disk structures and for most of the time series that they analyzed, and Gupta (2014) also reports power-law spectra off-disk in polar plumes. A power law is actually what is expected from line of sight superimposition of many exponentially decaying emission pulses (Ireland et al. 2015; Aschwanden et al. 2016), which is consistent with the idea that the corona is heated by many small scale impulsive events. This indicates that a power law is the most likely spectral shape for coronal time series. From Equation (5), the expected power spectra of detrended time series can thus be described by

$$\Psi(\nu) = a\nu^s \left(1 - \frac{\sin(\pi\nu\Delta t)}{\pi\nu\Delta t} \right)^2. \quad (6)$$

$\Psi(\nu)$ is represented in Figure 1 for integer values of the exponent s from -1 to -5 , which covers the range of observed slopes reported by Inglis et al. (2015). In addition, the shape of the filter itself is given by the $s = 0$ case. For $s \leq -4$, the maximum of $\Psi(\nu)$ is at $\nu = 0$. For $-1 > s > -4$, which is the case for the majority of the reported power laws for coronal time series, we determined numerically that the position of the maximum can be approximated (to within better than 1%) by

$$\frac{1}{\Delta t} \sqrt{\frac{4+s}{2}}. \quad (7)$$

The maximum is located near the cut-off frequency $1/\Delta t$ of the high-pass filter, and exactly at the cut-off for $s = -2$. The right panel of Figure 1, which uses a linear axis for the power, clearly illustrates the formation of a peak of dominant frequencies around the cut-off by the filtering out of the power laws below $1/\Delta t$. The corresponding detrended time series are thus strongly chromatic, which can be incorrectly interpreted as periodicity in the original data.

In order to demonstrate the effect in practice, using an independently derived version of the algorithm described by Timmer & Koenig (1995), we simulated a random time series of $N = 512$ data points whose power spectral distribution (PSD) is a power law of exponent -2 . The original time series is the gray curve in the top left panel of Figure 2 and its $\Delta t = 30$ time steps wide running boxcar detrended version is in magenta. Both curves are normalized to their respective standard deviations σ_0 . The results of the spectral analysis (wavelet and Fourier) of the detrended and original series are represented in the middle and bottom rows, respectively.

A periodicity is clearly visible in the detrended time series even though the original data are completely random. This periodicity is real, as shown by the narrow peak of power in the log-linear fast Fourier transform power spectrum of the central panel. A narrow band of power is also visible at the same frequencies in the Morlet wavelet spectrum (left panel) computed with the code of Torrence & Compo (1998, hereafter TC98).

Fourier (gray line) and wavelet (blue contours and lines) white noise 95% confidence levels could be used to argue in favor of the significance of the peak. However, as revealed by the log-log representation of the right panel, this periodicity is only due to the high-pass filtering of a power-law-like spectrum. The Fourier (gray histogram) and time-averaged

wavelet (black curve) power spectra follow the theoretical curve given by Equation (5) (in cyan, i.e., the $s = -2$ curve of Figure 1). As expected, the peak of power is located around the cut-off frequency $1/\Delta t$. At higher frequencies, the power spectrum is quasi-unaffected and resembles that of the original series (lower right panel). As we will see in the next section, not recognizing the power-law nature of the original spectrum will lead to incorrect conclusions regarding the significance of the observed peak of power.

3. BACKGROUND NOISE MODELS

The determination of confidence levels requires an appropriate model of the background power, i.e., an estimate of the expected value $\sigma(\nu)$ of the power, and of its probability distribution, at each frequency in the absence of oscillatory phenomena.⁴ This is a fundamental step in wavelet or Fourier analysis.⁵ If we assume white noise, the expected power σ is constant (dark blue lines in the two right-hand panels of the middle row of Figure 2) and equal to 1 since, following TC98, we normalized the Fourier and wavelet spectra by N/σ_0^2 , which gives a measure of power relative to white noise. For a normally distributed random variable, the Fourier power at each frequency being distributed as $\sigma\chi_d^2/2$ (TC98, Gabriel et al. 2002)⁶, the probability that the power is greater than m times the mean σ for at least one of any of the $N/2$ frequencies is given by $1 - (1 - e^{-m})^{N/2}$ (Scargle 1982; Gabriel et al. 2002), from which we obtain that the peaks of power above $m\sigma = -\log(1 - 0.95^{1/256})\sigma = 8.51\sigma$ have only a 5% chance of occurring from white noise (95% global confidence levels, the gray lines in the two right-most panels).

Equivalently, we derived empirically (see Section 4) the 95% global confidence levels above which white noise power only has a 5% probability for at least one of any of the points of the wavelet and time-averaged wavelet spectra (light blue contours and curves). The less stringent local confidence levels built-in the TC98 code (medium blue contours and curves) give the 95% probability that greater power at each frequency and/or time is not due to white noise. Although perfectly rigorous for white noise, these confidence levels lead to erroneous conclusions because this background model is obviously inadequate for either the original or the detrended time series.

The red noise model of Torrence & Compo (1998) (red curves) is not a good approximation of the expected spectrum of the detrended series either. It is based on the lag-1 autoregressive (AR(1), or Markov) process:

$$x_n = \alpha x_{n-1} + z_n, \quad (8)$$

where α is the lag-1 autocorrelation, $x_0 = 0$, and z_n is taken from Gaussian white noise. The normalized expected Fourier

⁴ As mentioned by Gabriel et al. (2002), the commonly adopted notation σ for the expected power is not strictly correct, and it is not to be confused with the variance σ_0^2 of the time series, even though the two are equal for white noise.

⁵ It is worth noting that randomization methods (O’Shea et al. 2001) do not replace the assumption of a model of noise, since they are in fact equivalent to comparing to white noise.

⁶ The notation $\sigma\chi_d^2/d$, as used by TC98, means that the probability distribution function (PDF) of the power p at the frequency ν is $f(p\,d/\sigma; d)d/\sigma$, where $f(x; d)$ is the PDF of the chi-square distribution of degree d . This distribution of power has mean σ .

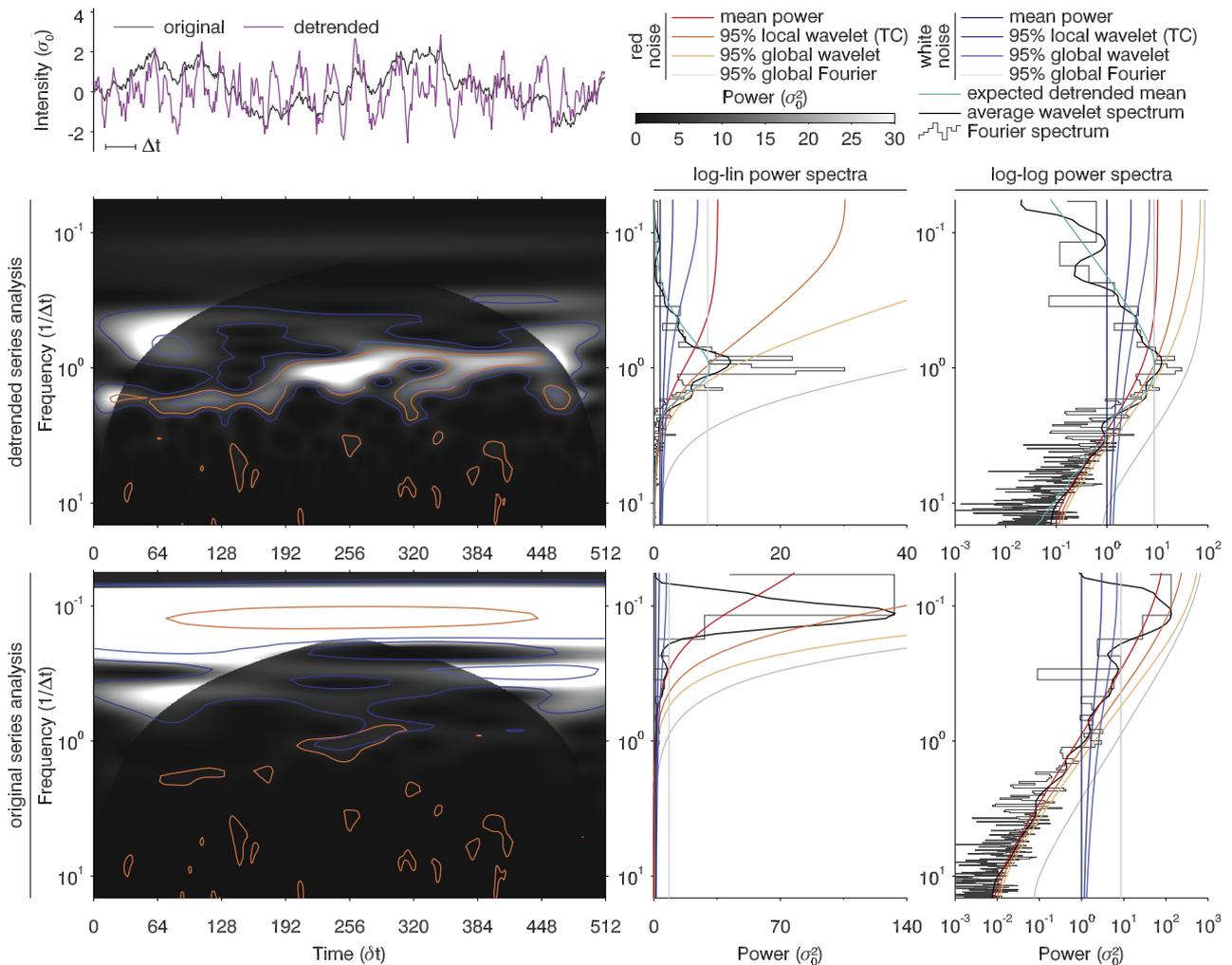


Figure 2. Spurious periodicity produced by detrending a random time series. Top left: the original simulated data (in gray) have a mean power spectrum that is a power law of exponent -2 (histogram of the bottom right panel). Its detrended version (with a running boxcar of width $\Delta t = 30$) is plotted in magenta. The wavelet and Fourier analyses of the detrended and original data are shown in the middle and bottom rows respectively. The clear Δt periodicity visible in the detrended time series manifests itself as a narrow band of excess power in the wavelet spectrum and as a strong peak near the cut-off frequency $1/\Delta t$ in the Fourier and time-averaged wavelet spectra (gray histograms and black curves). However, this shape is simply what is expected from the high-pass filtering of a power-law spectrum (cyan curve, i.e., orange curves of Figure 1), as best revealed by a log-log representation (right panels). The COI, i.e., the region of the wavelet spectrum affected by the zero padding of the time series, is shown in lighter shades of gray.

power spectrum of the resulting time series is given by:

$$\sigma(\nu) = \frac{1 - \alpha^2}{1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos(2\pi\nu\delta t)}, \quad (9)$$

where δt is the sampling interval. Since x_n is a normally distributed random variable, its power is distributed as white noise of mean $\sigma(\nu)$ in each sufficiently narrow frequency band centered on ν . Thus, the Fourier and wavelet spectra are distributed as $\sigma(\nu)\chi_2^2/2$ at every frequency and time⁷ (see TC98 and references therein) and the corresponding confidence levels are simply those derived for white noise multiplied by $\sigma(\nu)$.

⁷ This expression is valid for complex wavelets such as the Morlet and Paul wavelets used in the present paper.

As was the case for white noise, using the red noise AR(1) model to study the power spectrum of the detrended time series of Figure 2 naturally yields misleading results because the model cannot represent the expected spectrum. The detrended time series has a lag-1 autocorrelation coefficient of 0.83. The corresponding mean power (red curves in the right panels of the middle row) underestimates the expected value (cyan curves) around the cut-off $1/\Delta t$ and largely overestimates it at lower frequencies. Consequently, while the Fourier power is everywhere below the 95% confidence level (gray curves), both the wavelet and the time-averaged wavelet spectra exceed the TC98 95% local confidence levels (orange contours and curves).

Conversely, the AR(1) model can adequately represent the mean power of the non-detrended time series (red curves in the bottom right panels) since this latter has a lag-1 autocorrelation coefficient of 0.995. Indeed, for $\alpha \approx 1$ and small ν , using a

second order Taylor expansion of the cosine function, Equation (9) can be approximated by

$$\sigma(\nu) \approx \frac{1 - \alpha}{2(\pi\nu\delta t)^2}, \quad (10)$$

which is a power law of exponent -2 , i.e., by construction the expected PSD of the original data.

As a result of the appropriateness of the model, none of the frequency bins of the Fourier and time-averaged wavelet spectra are above the associated 95% *global* confidence levels (gray and yellow curves, respectively). However, at least one bin of the time-averaged wavelet spectrum is above the TC98 95% *local* confidence level (orange curves), but this should not be taken as evidence for significant oscillatory power, for it is in fact likely to occur by chance: while the probability for the noise power at *each* frequency to be above that level is only 5%, the probability for *any* of the 256 frequencies to be above is much higher (see Section 4). Likewise, several orange contours (TC98 95% *local* confidence levels) appear by chance on the wavelet spectrum (bottom left panel). This effect was mentioned in TC98 (see their Figure 4) and the authors caution against over-interpretation on their website.⁸ On the other hand, no points of the wavelet or time-averaged spectra are above the 95% *global* confidence levels derived in Section 4 (yellow contours and curves).

The AR(1) red noise model is nonetheless strongly limited in that, as shown by Equation (10), it can only satisfactorily approximate power-law-like spectra of exponent -2 , while the values reported in the literature for coronal time series span at least the -1.72 to -4.95 range (Inglis et al. 2015; Ireland et al. 2015). It is thus likely that the AR(1) model is in most cases *not* pertinent for solar data.

Figure 3 is similar to Figure 2 for a random time series having an expected power-law spectrum of exponent -3 . The detrended time series (in magenta) presents strong oscillations, for the same reasons as described above. Its spectral analysis (middle row) thus presents characteristics similar to those illustrated in Figure 2 for the $s = -2$ series. The false detections appear to be even more significant because in this case the AR(1) noise model (with $\alpha = 0.92$) is not a valid approximation of the PSD anywhere. The non-detrended data have a lag-1 autocorrelation coefficient of 0.998. The mean power spectrum given by the AR(1) model is thus close to a power law of exponent -2 . It intersects the true PSD at mid-frequencies, and the corresponding 95% confidence levels erroneously lead to the conclusion that there is significant excess power at low frequencies.

If we ignore how the time series was built, the log–log representation of its PSD (bottom right panel) would naturally suggest choosing a power law of the variable exponent as a noise model. The thus fitted expected power is given by the dark green line. The Fourier spectrum is not above the corresponding 95% *global* confidence level (gray line) anywhere. Wavelet confidence levels can in fact be computed with the TC98 code for any given mean power spectrum (see the Appendix for practical details). Some points of the wavelet and time-averaged wavelet spectra are above the resulting *local* 95% confidence levels (medium green contours and curves) for the same reason as described above: these levels account only for the local number of degrees of freedom of the

spectra, and thus power will randomly surpass them for 5% of the frequencies and/or times even if the noise model is appropriate. In the next section, we derive *global* confidence levels that account for this effect.

4. CONFIDENCE LEVELS

4.1. Fourier Confidence Levels

At each frequency ν , the Fourier or (wavelet) power spectrum of a random time series is distributed as (Gabriel et al. 2002, TC98)⁹

$$\frac{1}{2}\sigma(\nu)\chi_2^2 \quad (11)$$

around the mean power $\sigma(\nu)$. The probability for one point of a spectrum to have a power greater than m times the mean σ is thus $P(m) = e^{-m}$, and the associated confidence level as defined by TC98 is $1 - P$. For example, points above the TC98 95% confidence level have a probability $P = 0.05$ (5%) of having a power greater than $m = -\log(0.05)\sigma(\nu) = 2.99\sigma(\nu)$.

However, in most practical situations, the probability of having power greater than these confidence levels in at least one of the bins is close to one. The reason is that the confidence levels above which peaks of power have a given probability to occur by chance depend on the number of points in the spectrum. For a random time series of N points, $1 - P(m)$ is the probability for each of the $N/2$ frequency bins of the Fourier spectrum to have a power lower than $m\sigma(\nu)$. Since the bins are independent, $(1 - P(m))^{N/2}$ is the probability for the power to be lower than $m\sigma(\nu)$ in all bins, and the probability that at least one bin has a power greater than $m\sigma(\nu)$ is thus

$$P_g(m) = 1 - (1 - P(m))^{N/2} = 1 - (1 - e^{-m})^{N/2}. \quad (12)$$

We refer to P_g as the *global* probability (and corresponding confidence levels) over the whole spectrum as opposed to the *local* probability associated with individual bins.¹⁰ For example, for $N = 512$, the *global* probability to have at least one bin of the Fourier spectrum above the 95% *local* confidence level is $1 - (1 - 0.05)^{256} = 0.999998$. Conversely, using Equation (12), one can properly derive the value of m corresponding to the 95% *global* confidence level, i.e., $m = -\log(1 - 0.95^{1/256}) = 8.51$.

4.2. Wavelet Confidence Levels

4.2.1. How Significant are Peaks of Wavelet Power?

The derivation of global confidence levels for a *wavelet* spectrum is more complex because its bins are not statistically independent. Without providing a quantitative test, Torrence & Compo suggest that the significance of a peak of power be judged by comparing its duration with the decorrelation time, which is given by the width of the cone of influence (COI) at the corresponding frequency. This approach is followed by, e.g., Jess et al. (2008). But there is a non-zero probability for

⁹ This expression is valid for complex wavelets. The $1/2$ factor would be removed for real wavelets (see TC98).

¹⁰ The term *global* refers to the taking into account of the total number of degrees of freedom in the spectrum and is not to be confused with the *global wavelet spectrum* term used in TC98. To avoid confusion, in this paper we always use *time-averaged spectrum* to denote what TC98 also call the *global wavelet spectrum*.

⁸ <http://paos.colorado.edu/research/wavelets/faq.html>.

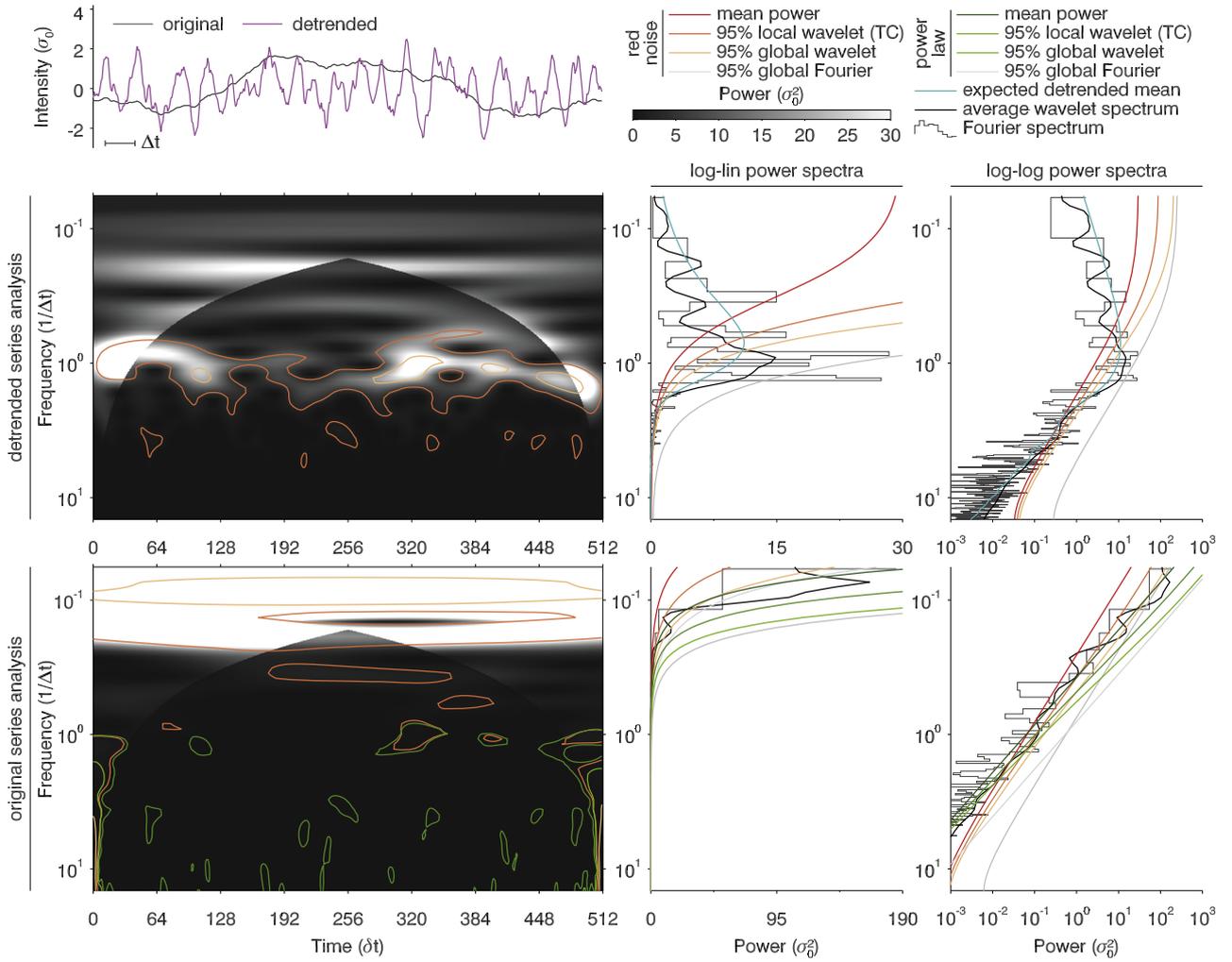


Figure 3. Similar to Figure 2 for a random time series whose mean power spectrum is a power law of exponent -3 . The AR(1) model (red curves) is not a valid approximation of the spectrum of the detrended (middle row) or of the original (bottom row) time series, yielding erroneous confidence levels and conclusions. Confidence levels based on a power-law model of the expected spectrum (dark green curves) allow us to correctly conclude the absence of significant oscillatory power.

two or more random peaks to be close enough together to form structures longer than the decorrelation time. Figure 4 shows an example in the wavelet spectrum of a 1024 data-point-long Gaussian white noise time series. The structure visible around the frequency $12/N\delta t$ remains above the 95% local confidence level (dark blue contours) for about 4 times the decorrelation time. As shown below, the probability of occurrence of such a structure at a given frequency (or scale) can be estimated using the binomial distribution.

TC98 showed that the time-averaged wavelet power is distributed as $\sigma(\nu)\chi_d^2/d$, with d being the number of degrees of freedom at each scale s

$$d = 2\sqrt{1 + \left(\frac{n_a\delta t}{\gamma s}\right)^2}, \quad (13)$$

where n_a is the total number of points N minus half the number of those in the COI, and γ is an empirically derived decorrelation factor equal to 2.32 for the Morlet wavelet. At

each scale, the wavelet spectrum thus behaves as $l = d/2$ statistically independent χ_2^2 distributed bins. Defining a success as a peak of power surpassing the 95% local confidence level, which has a probability $p = 0.05$, the probability of obtaining exactly k successes in l trials is given by

$$P_b(k; l, p) = \frac{l!}{k!(l-k)!} p^k (1-p)^{l-k}. \quad (14)$$

In practice, l and k do not have to be integers; in this case the Gamma function has to be used instead of factorials. We have $l = 4.5$ at the scale of the long structure of Figure 4 and $k = 1.8$ given that it lasts for 40% of the total duration. The probability to obtain the same number of bins above the 95% local confidence level by chance is thus 2×10^{-2} . Since the binomial distribution accounts for all possible arrangements of k successes in n trials, this value is in fact an upper-limit for the probability of occurrence of that particular structure, which may thus be considered unlikely. This structure corresponds to

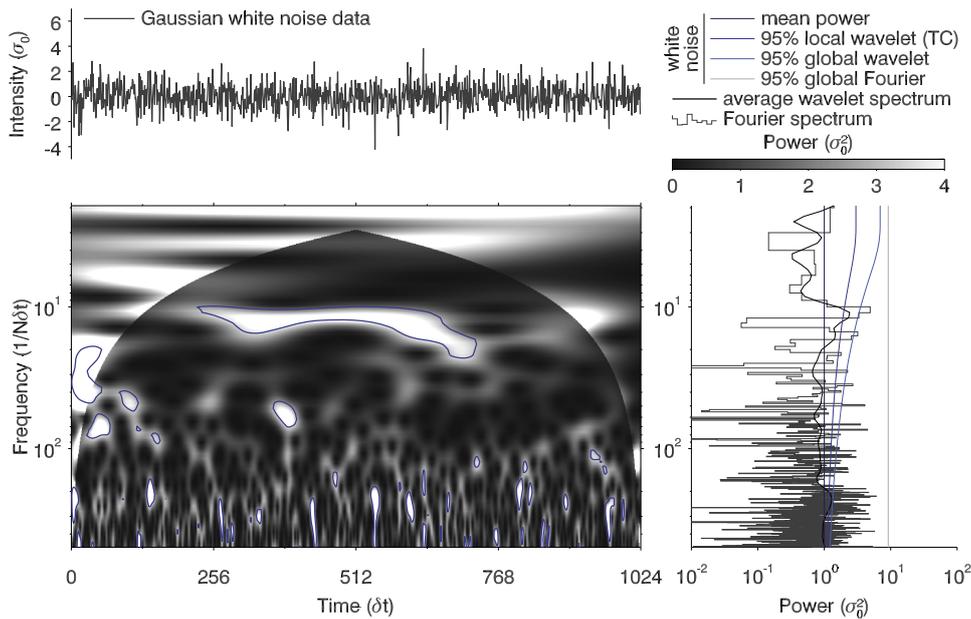


Figure 4. Example of coherent structure in the Morlet wavelet power spectrum of a Gaussian white noise time series. Around the frequency $12/N\delta t$, the power exceeds the 95% local confidence level during about $500 \delta t$ (dark blue contours). The possibility that such features can occur randomly indicates that comparison of the width of a peak of power with the decorrelation time is not a sufficient test to conclude its significance. The global confidence levels defined in Section 4 on the other hand allow us to correctly conclude the absence of significant peaks in both the Fourier, wavelet, and time-averaged wavelet spectra.

a peak of power of the time-averaged spectrum (the black curve in the right panel) that lies above the 95% local confidence level (dark blue curve). Knowing that the time-averaged spectrum is distributed as $\sigma(\nu)\chi_d^2/d$ (TC98), the probability associated with this maximum of power is 10^{-3} , which is also unlikely.

In fact, it is intuitive that there must be a correlation between the probability associated with a power level in the time-averaged spectrum and the probability to have the observed number of bins above the local 95% confidence level at the corresponding scale. Figure 5 shows, for 100,000 wavelet spectra of Gaussian white noise time series, the joint probability density of these two quantities. The spread around the diagonal comes from the binomial approximation and from the fact that at a given scale, several temporal power profiles can produce the same time-averaged power while having a different number of bins above the 95% local confidence level. The observed correlation demonstrates that estimating the probability of occurrence of a given coherent structure simply amounts to estimating the probability associated with the corresponding time-averaged power. In order to do this, one must nonetheless take into account the total number of degrees of freedom in the spectrum. In the example of Figure 4, while the time-averaged wavelet power exceeds the 95% local confidence level, the 95% global Fourier confidence level given by Equation (12) (gray line) correctly rejects the corresponding peaks in the Fourier spectrum (gray histogram). Likewise, it is possible to define robust global confidence levels for both wavelet and time-averaged wavelet spectra by generalizing the principles described 4.1 for Fourier spectra.

4.2.2. Global Wavelet Confidence Levels

Equation (12), which was derived for Fourier spectra, cannot be used for wavelet spectra by simply replacing $N/2$ with the

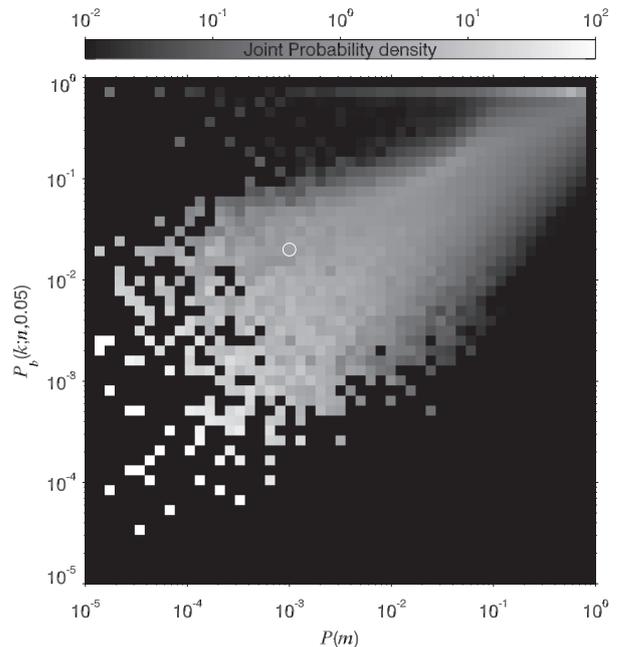


Figure 5. Joint probability density between the probability associated with a power level in a time-averaged spectrum and the probability of having the observed number of bins above the local 95% confidence level at the corresponding scale. The white circle indicates the corresponding values for the long structure of Figure 4. The correlation shows that estimating the probability of occurrence of such a structure amounts to estimating the probability associated with the corresponding peak in the time-averaged spectrum.

total number of bins, for these are not statistically independent. Nonetheless, as shown below, the relation between $P_g(m)$ and $P(m)$ can in practice be approximated by a modified version of

Equation (12)

$$P_g(m) = 1 - (1 - P(m)^a)^n \quad (15)$$

where a and n are empirically derived coefficients. By analogy with Equation (12), n is expected to be proportional to the number of bins in the spectrum, but limited to those outside the COI since the *local* confidence levels corresponding to $P(m)$ are not relevant for the bins inside the COI. Indeed, for a zero-padded time series, the mean power inside the COI decreases as $1 - e^{-2t/\tau_s}/2$, where τ_s is the e -folding time (equal to $\sqrt{2}s$ for the Morlet wavelet) and t is the time from either the beginning or end of the spectrum. Thus, bins inside the COI have a reduced probability of being above the chosen confidence level compared to those outside. Finally, the total number of bins outside the COI should be normalized to the resolution in scale because the probability of having at least one bin above a given confidence level should be independent of the resolution.

In order to determine a and n , we constructed 100,000 Gaussian white noise time series¹¹ along with their associated Morlet wavelet power spectra, from which we estimated the probability $P_g(m)$ to have at least one bin (outside the COI) above the power threshold $m\sigma(\nu)$ and corresponding to the local probability $P(m)$. We repeated this procedure for different numbers of data points N (powers of 2 from 2^6 to 2^{14}) and scale resolutions δj (from $1/2$ to $1/2^8$). The wavelet spectra were all computed using zero padding over $J + 1$ scales $s_j = s_0 2^{j\delta j}$ with $J = \log_2(N\delta t/s_0)/\delta j$ and the minimum resolvable scale $s_0 = 2\delta t$ (see TC98 for details on the meaning of these parameters). The total number of bins in each spectrum is $N(J + 1)$.

The results are shown in Figure 6. The histogram-style curves represent the Monte-Carlo-derived relations between $P_g(m)$ and $P(m)$ for $\delta j = 1/8$ and varying values of N . The curves saturate at one, and this for smaller $P(m)$ as N is large, reflecting the fact that the probability to have power greater than the threshold in at least one bin increases quickly with the number of bins. Almost identical curves are obtained for values of δj smaller than $1/8$, but they differ somewhat for larger values. TC98 mention that $1/2$ is the largest δj that still gives adequate sampling in scale for the Morlet wavelet. Our tests indicate that, at least from the point of view of the global confidence levels, $\delta j = 1/8$ should be the maximum used.

We fitted the $\delta j \leq 1/8$ curves with Equation (15) and found that they can be described by the following parameterization of the fitted a and n (dashed curves in Figure 6)

$$a = 0.810 (N_{\text{out}} \delta j)^{0.011} \quad (16)$$

$$n = 0.491 (N_{\text{out}} \delta j)^{0.926}, \quad (17)$$

where N_{out} is the number of bins outside the COI. The exponent 0.926 reflects the slightly slower increase of n with $N_{\text{out}}\delta j$ compared to the expected linear relationship. The coefficient a varies slowly with $N_{\text{out}}\delta j$, which corresponds to the fact that the curves are parallel to each other. Furthermore it is close to 1, which implies that it only introduces small perturbations to $P(m)$.

Inverting Equation (15) and using the parameterization given by Equations (16) and (17), one can now compute the *local*

¹¹ Note that since, as shown by Equation (11), the power is always distributed as χ^2 around the mean power $\sigma(\nu)$, the Monte-Carlo results would be identical for, e.g., AR(1) or power-law noise.

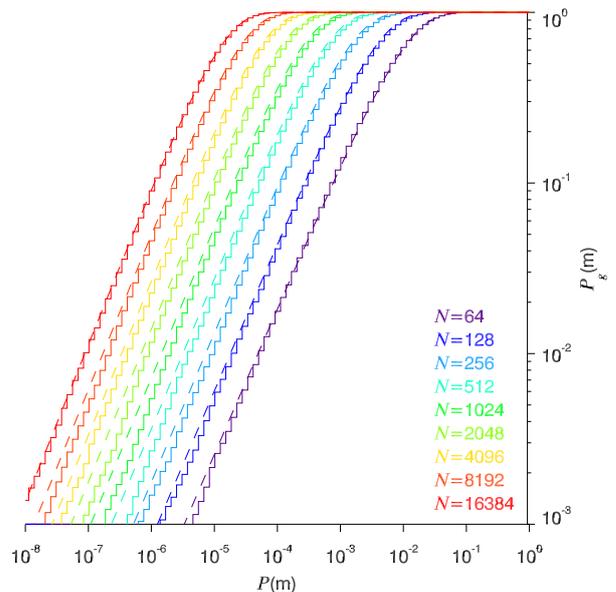


Figure 6. Monte-Carlo-derived probabilities $P_g(m)$ that at least one bin of a Morlet wavelet spectrum has power greater than m times the mean power $\sigma(\nu)$, as a function of the probability $P(m)$ for each bin to have a power greater than $m\sigma(\nu)$, for several lengths N of the input random time series. The dashed curves correspond to the parameterization given by Equations (15)–(17).

probability (or confidence level) that should be used to achieve a chosen *global* probability (or confidence level)

$$P(m) = (1 - (1 - P_g(m))^{1/n})^{1/a}. \quad (18)$$

For example, assuming the $N = 1024$ data points time series of Figure 4, we have $a = 0.894$ and $n = 1581$ with the wavelet parameters used in this paper. The 95% *global* confidence level ($P_g(m) = 0.05$) thus corresponds to $P(m) = (1 - (1 - 0.05)^{1/1581})^{1/0.894} = 9 \times 10^{-6}$, i.e., to a 99.999% *local* confidence level. This value can in turn be used as input to the TC98 code (see the Appendix for practical details), and the structure visible in the bottom left panel of Figure 4 is now correctly rejected (no light blue contours).

4.2.3. Global Time-averaged Confidence Levels

Using the same Monte-Carlo simulations, we derived global confidence levels for time-averaged Morlet wavelet spectra. As shown by TC98, time-averaging over the χ^2 distributed points of the wavelet spectrum results in the averaged power being distributed as $\sigma(\nu)\chi_d^2/d$, with d being the number of degrees of freedom at each scale given by Equation (13). For a given local confidence level, the corresponding threshold m is thus a function of scale. But since all of the bins of the time-averaged spectrum have the same probability $P(m(s))$ to be above $m(s)\sigma(\nu)$ by chance, the global probability for at least one bin to be above $m(s)\sigma(\nu)$ should again follow a relation described by Equation (15), and we now expect n to be proportional to $S_{\text{out}}\delta j$, the number of scales for which at least one bin is outside the COI, normalized by the resolution.

Figure 7 is the equivalent of Figure 6 for time-averaged spectra. As previously, the curves are all similar for $\delta j \leq 1/8$. The Monte-Carlo results can be described by the following

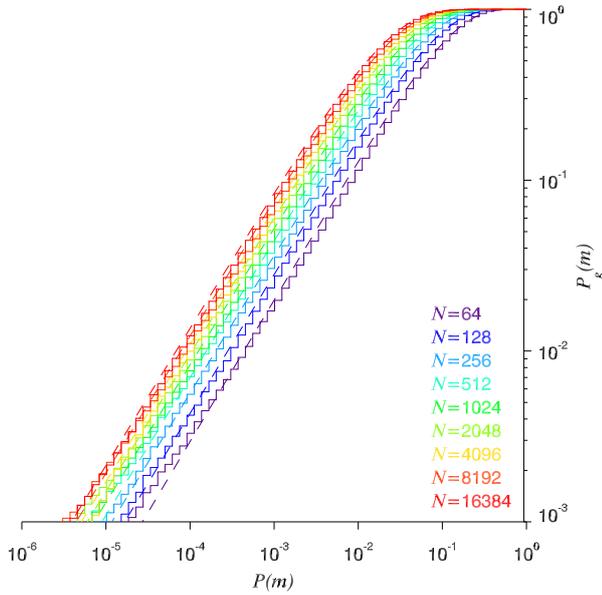


Figure 7. The same as Figure 6 for time-averaged wavelet spectra. The dashed curves correspond to the parameterization given by Equations (15), (19) and (20).

parameterization of a and n

$$a = 0.805 + 0.45 \times 2^{-S_{\text{out}}\delta j} \quad (19)$$

$$n = 1.136 (S_{\text{out}}\delta j)^{1.2}. \quad (20)$$

Instead of the expected linear relationship, we had to raise $S_{\text{out}}\delta j$ to the power 1.2 in order to reproduce the fitted values of n . The dependence of a with $S_{\text{out}}\delta j$ is not intuitive but it is always close to 1.

As before, we can now use the above expressions to compute for a time-averaged spectrum the *local* confidence level that should be used to achieve a chosen *global* confidence level. For Figure 4, we have $a = 0.885$ and $n = 691.7$. The 95% *global* confidence level ($P_g(m) = 0.05$) thus corresponds to $P(m) = (1 - (1 - 0.05)^{1/691.7})^{1/0.885} = 2 \times 10^{-5}$, i.e., to a 99.998% *local* confidence level. This value can in turn be used as input to the TC98 code.

We also ran Monte-Carlo simulations for the Paul wavelet and found results similar to those presented above for the Morlet wavelet: the coefficients n are close to being proportional to the number of bins outside the COI and the coefficients a are close to 1. We can use parameterizations of the same form as before, i.e., for the wavelet spectrum

$$a = 0.817 (N_{\text{out}}\delta j)^{0.011} \quad (21)$$

$$n = 0.320 (N_{\text{out}}\delta j)^{0.926}, \quad (22)$$

and for the time-averaged spectrum

$$a = 1.02 + 0.70 \times 1.42^{-S_{\text{out}}\delta j} \quad (23)$$

$$n = 1.0 + 0.56 (S_{\text{out}}\delta j)^{1.2}. \quad (24)$$

As a final note, it is important to realize that a peak of power may be above the *global* confidence level in the *time-averaged* wavelet spectrum while the power may be below the *global* confidence level at all times in the *wavelet* spectrum at the corresponding frequency. By analogy with the Fourier case, we derived *global* confidence levels to test individual peaks, not

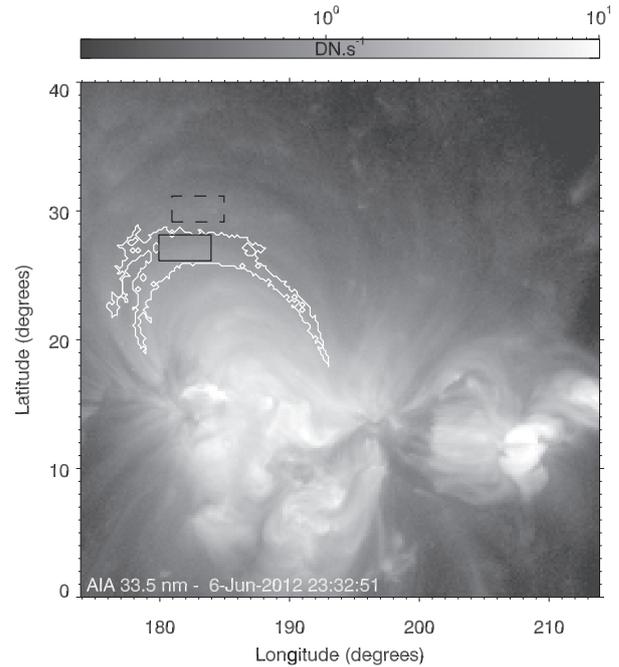


Figure 8. Middle frame of the 154 hr long sequence *SDO/AIA* 33.5 nm sequence remapped to heliographic coordinates. Froment et al. (2015) detected excess Fourier power in the loop-shaped white contour and performed a detailed multi-wavelength analysis on the time series of intensities averaged over the black box. Section 5 describes the Fourier and wavelet re-analysis of this time series (see Figure 9). The dashed box delineates a nearby reference region (Figure 10).

the probabilities of occurrence of extended structures. As shown in Section 4.2.1, this latter is simply given by the probability associated with the power in the time-averaged spectrum. Thus, while surpassing the *global* confidence level confirms the significance of a peak of power in the *wavelet* spectrum, the converse is not true. Before discarding as insignificant a peak in the *wavelet* spectrum that is below the *global* confidence level, one should check whether or not a corresponding peak is present and above the *global* confidence level in the *time-averaged* wavelet spectrum.

5. RE-ANALYSIS OF AIA TIME SERIES

We present a re-analysis of the 33.5 nm *SDO/AIA* time series corresponding to one of the events studied by Froment et al. (2015). Figure 8 shows the middle image of the one minute cadence, 9202 frame-long sequence starting 2012 June 3 at 18:00 UT and ending 2012 June 10 at 04:29 UT, remapped to the heliographic coordinates system used to compensate the solar differential rotation (see Auchère et al. 2005 for details on the projection method). The white contour delimits the region automatically detected in the outer part of NOAA AR 11499 by the algorithm described in Auchère et al. (2014). It clearly delineates a bundle of loops whose length can be estimated from magnetic field extrapolations to be about 280 Mm. The black box defines the area manually selected by Froment et al. (2015) for detailed analysis, which encloses the region where the maximum of power is observed. The dashed box delineates a nearby reference region of identical surface area chosen outside the white contour or excess power. The time series of intensities averaged over these boxes, normalized to their

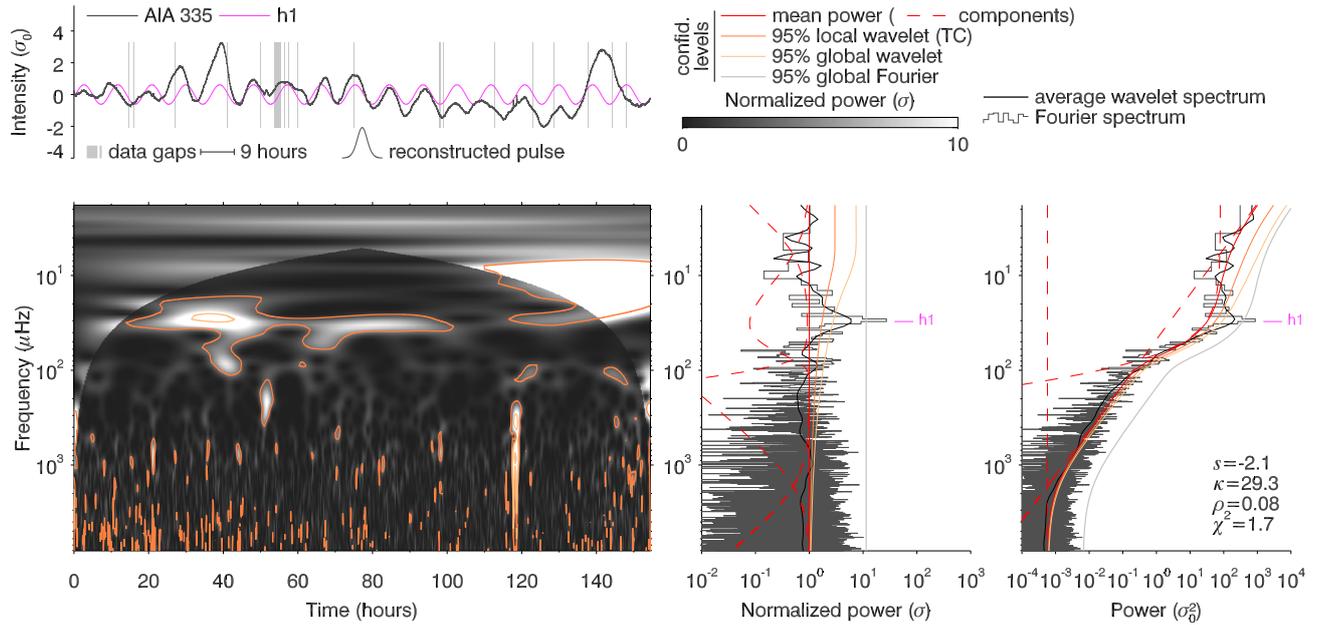


Figure 9. Fourier and wavelet analysis of the intensity time series averaged over the black box of Figure 8. The bottom left panel shows the *whitened* wavelet spectrum (see Section 5). The peak of Fourier power labeled h1 at $30 \mu\text{Hz}$ (9 hr) has a 1.7×10^{-8} probability of occurrence. The corresponding Fourier component is over-plotted on the time series in magenta. The equivalent peak in the time-averaged spectrum is also well above the *global* confidence level (yellow curve). It corresponds to the elongated structure visible at the same frequency in the wavelet spectrum. Such a long-lived structure has a 7×10^{-11} probability of occurrence at this frequency. The vertical streak of wavelet power above $2 \times 10^2 \mu\text{Hz}$ around 118 hr is caused by the two small short-lived impulsive events visible in the time series.

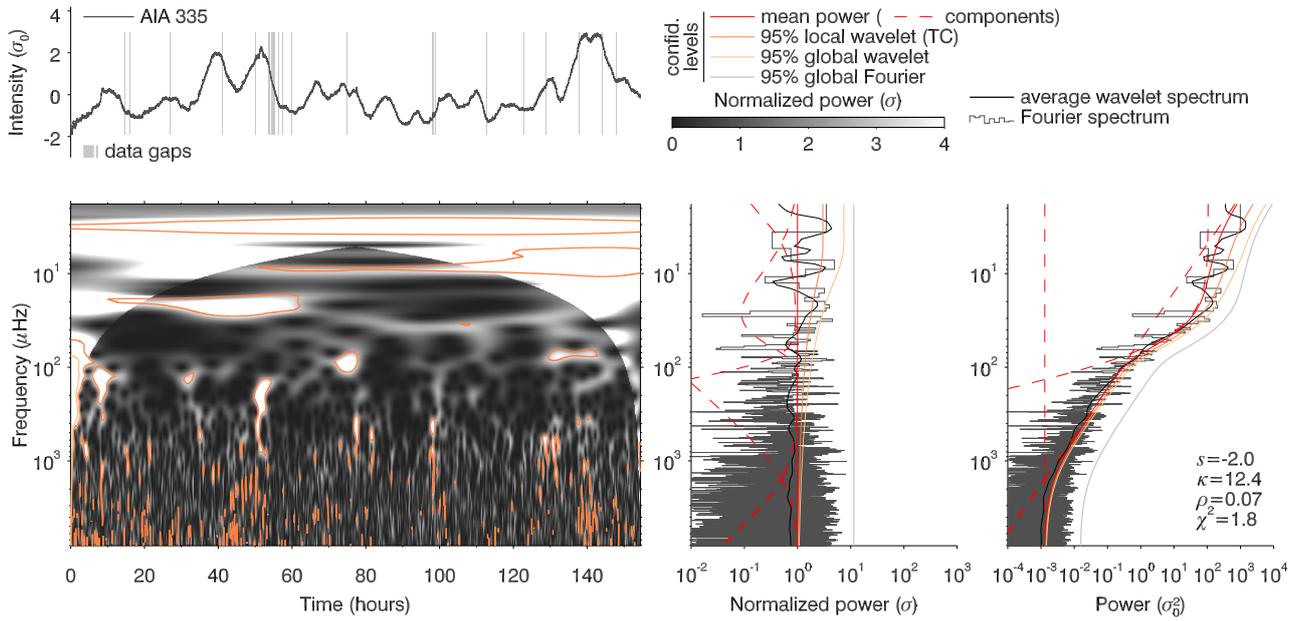


Figure 10. Same as Figure 9 for the reference region of Figure 8 (dashed box). Taking into account all the degrees of freedom, no significant power surpasses the *global* confidence levels in the Fourier, time-averaged wavelet or wavelet spectra. To facilitate comparison, the power spectra use the same scaling.

standard deviation σ_0 , are shown in the top left panels of Figures 9 and 10, respectively. Data gaps, defined as the intervals during which no data exist within 30 s of an integer number of minutes since the beginning, represent 0.7% of the sequence and are represented by the vertical gray bars, the height of which also represents the range of variation of the intensity. The gaps have been filled with linear

interpolations between the nearest data points. Since we used a one minute-cadence sample of the original 12 s cadence AIA data, the remainder of the time series was considered evenly spaced and thus kept as-is. The TC98 code zero-pads the time-series up to the next-higher power of two (2^{14} in this case), while for Fourier analysis we apodized them using the Hann window.

In Figures 9 and 10, the right-hand panel gives the Fourier (histogram-style) and time-averaged wavelet (black solid line) spectra on a log–log scale. As discussed in Section 2, the power spectra of solar coronal time series generally exhibit a power-law dependence with frequency caused by a background of stochastic fluctuations. However, while the power spectra of Figures 9 and 10 exhibit an overall power-law behavior, they depart significantly from a true power law, as do many of the spectra studied by Auchère et al. (2014).

Several effects indeed commonly produce complex spectral shapes. If different regimes of turbulence are present in the observed plasma, one can expect the spectrum to have one or several breaks due to the different power-law exponents in different frequency ranges, like in the solar wind (e.g., Bruno & Carbone 2013). In addition, the superimposition on the background emission of one or a few sporadic transients also creates humps in the spectrum. In practice, the envelope of the power spectrum of many types of pulses can be modeled by a kappa function

$$K_{\rho}(\nu) = \left(1 + \frac{\nu^2}{\kappa\rho^2}\right)^{-\frac{\kappa+1}{2}}, \quad (25)$$

ρ being the width of the PSD and κ defining the extent of its high-frequency wing. We thus chose to fit the Fourier spectrum with a background model of the form

$$\sigma(\nu) = A\nu^s + BK_{\rho}(\nu) + C. \quad (26)$$

The first term represents the power-law dependence caused by the background of stochastic fluctuations present in most solar coronal time series. The second term is a kappa function that accounts for the possible presence of pulses in the time series. Finally, the constant C corresponds to the high-frequency white noise component expected from photon statistics.

In the right-hand panels of Figures 9 and 10, the solid red curve shows the resulting models of mean power $\sigma(\nu)$, and the three dashed red curves correspond to the individual components. The two power spectra could be satisfactorily fitted with the same model, the reduced chi-squares being 1.7 and 1.8, respectively. In both cases, the white noise components dominate above 2 μHz and the power-law slopes s are similar. The kappa function components create humps around 3 μHz in both cases because they have similar widths, which is the signature of transients of similar duration in the two time series. At this stage, it is convenient (and justified from Equation (11)) to normalize the spectra to $\sigma(\nu)$ in order to better visualize possible deviations from the random χ_2^2 distributed variations around the mean power. The middle panels display the same information as the right panels, but for the *whitened* power spectra.

Given the number of data points, the 95% *global* Fourier confidence level is at 11.4σ (Equation (12), gray lines). In Figure 9, the peak at 30 μHz labeled h1 reaches 26.3σ , which corresponds to a *global* probability of occurrence of 1.7×10^{-8} (Equation (12)), while the Fourier power spectrum of the reference time series is everywhere below the 95% *global* confidence level. At 5.8σ , the time-averaged wavelet spectrum also peaks well above the corresponding 95% *global* confidence level (yellow curve, 2.9σ at 30 μHz from Equations (13), (18)–(20)). The associated *global* probability is 6×10^{-7} , i.e., 35 times larger than that derived from the

Fourier spectrum, yet still extremely small. The reference time-averaged wavelet power exceeds the 95% *local* confidence level at 20 μHz (orange curve), but this nearby peak is excluded at the 95% *global* confidence level. The single Fourier component corresponding to the h1 peak is plotted in magenta in the top left panel of Figure 9. Comparison with the time series indicates that, except for the last pulse, the repetition period of 9 hr is very regular.

The bottom left panels of Figures 9 and 10 show the *whitened* Morlet wavelet power spectra, i.e., normalized at each time step by the estimated mean Fourier power (red curves in the right-hand panels).¹² They are the counterparts of the whitened spectra of the middle panels. From Equation (11), the 95% *local* confidence level is at 3σ and, as expected given the large number of points in the spectrum, many points outside the COI lie above it for both time series (orange contours). The 95% *global* confidence level is at 14σ (Equations (11) and (16)–(18)). In the reference wavelet spectrum, the power outside the COI does not exceed 8σ . In contrast, in the bottom left panel Figure 9, the main peak of power, around 30 μHz and 35 hr, reaches 16.3σ . This peak has a 4.7×10^{-3} *global* probability to occur by chance (Equations (11) and (15)). Around this frequency, the power remains above the 95% *local* confidence level during most of the time series, except between 100 and 115 hr. Using Equation (14), the probability of occurrence of a structure of this length at a given frequency is 7.3×10^{-11} , which is comparable to the *local* probability associated with the corresponding peak in the time-averaged spectrum, as expected from Section 4.2.1 and Figure 5.

6. SUMMARY

The wavelet code described in TC98 is widely used in a variety of scientific fields, as indicated by the 1741 citations of the paper referenced in the Astrophysics Data System as of 2016 March 21. It is used both for the analysis of observations (e.g., Ireland et al. 1999; De Moortel et al. 2000; Williams et al. 2001; De Pontieu & McIntosh 2010; McIntosh et al. 2010; Madsen et al. 2015) and of numerical simulations (e.g., Nakariakov et al. 2004; Mészárosová et al. 2014; Pascoe et al. 2014). The popularity of this code is due to its ease of use, its ability to produce clear and convincing graphics, as well as its output of rigorous quantitative confidence levels. However, it should not be used as a black box, for the confidence levels are linked to background models and, as we have demonstrated in Section 3, the white and red noise models built into the code generally cannot represent the power spectra of solar coronal time series. The problem is potentially worse if detrending is applied to the time series, for this pre-processing distorts its power spectrum (Section 2). In addition, even assuming an adequate background model, the confidence levels are *local*, i.e., they do not take into account the total number of degrees of freedom in the wavelet and time-averaged wavelet spectra. In most cases, it is thus likely that at least one bin of the spectrum lies above the TC98 confidence levels. Both effects—an improper background model and *local* confidence levels—are prone to produce false positives.

¹² Note that by using the same background at each time step, one assumes the stationarity of the random process against which the significance of the observed power is tested (TC98).

These limitations of the **TC98** code can nevertheless be easily overcome. First, a noise model suited to the considered data set must be found. We propose in Section 5 a function (Equation (26)) that satisfactorily fits the power spectra of many time series, but the adequacy of the chosen model should always be verified. Generalizing the principle introduced by Scargle (1982), *global* confidence levels taking into account the total number of degrees of freedom can then be computed for the Fourier, wavelet, and time-averaged wavelet spectra, as described in Section 4. The Appendix describes the practical details. Note that the empirically derived coefficients are valid only for the Morlet and Paul wavelets and for time series of up to 2^{14} samples. Other Monte-Carlo simulations should be carried out to determine their equivalents for other wavelets and/or longer series.

Following this methodology, we re-analyzed in Section 5 one of the *SDO/AIA* intensity time series in which Froment et al. (2015) detected 9 hr period pulsations. The Fourier and time-averaged wavelet spectra both exhibit a strong peak at $30 \mu\text{Hz}$ with associated *global* probabilities of occurrence below 10^{-6} . The corresponding structure in the wavelet spectrum lasts for most of the sequence and also peaks above the 95% *global* confidence level. In contrast, no significant power could be detected in a nearby reference region, which implies a sharp spatial boundary of the detected periodic phenomenon, as was already visible in the power maps (Figure 4) of Froment et al. (2015).

The present analysis of the Fourier and wavelet confidence levels, combined with our previous investigation of potential instrumental and geometrical artefacts (Auchère et al. 2014), lead us to conclude beyond reasonable doubt that the detected pulsations are of solar origin.

The authors would like to thank John Leibacher for relentlessly trying to demonstrate the instrumental origin of the pulsation phenomena reported here. The authors acknowledge the use of the wavelet code by Torrence & Compo (1998). The authors acknowledge the use of *SDO/AIA* data. This work used data provided by the MEDOC data and operations center (CNES/CNRS/Univ. Paris-Sud), <http://medoc.ias.u-psud.fr/>. Following the design principles advocated by Tufte (2001), we aimed to maximize the data-ink ratio of our graphics.

APPENDIX

HOW TO USE THE TC98 CODE WITH CUSTOM NOISE MODELS AND CONFIDENCE LEVELS

Here we provide practical details on how to use the **TC98** code with any noise model (e.g., the one described in Section 5, Equation (26)) instead of the built-in white or red noise, and with the *global* confidence levels introduced in Section 4. Let *data* be an *n* element long 1D floating point array containing a time series of step *dt*. The Morlet wavelet power spectrum is obtained with the following Interactive Data Language commands

```

mother = 'Morlet'
s0 = 2*dt
dj = 1/8.0
j1 = FIX(aalog(n/2.0)/alog(2)/dj)
wave = WAVELET(data, dt, PERIOD=period, S0=s0, PAD=1,
  DJ=dj, J=j1, MOTHER=mother, COI=coi)
power = ABS(wave)^2

```

Let us now assume that we have fitted the Fourier power spectrum of the time series with, e.g., Equation (26) and that the result as a function of the `period` values returned by the above call to the **WAVELET** function is stored in the 1D floating point array `background_fit_period`. The trick to compute the corresponding confidence levels is to exploit the **GWS** keyword that is normally provided in the code to use the time-averaged wavelet spectrum as a background noise model. For a *local* confidence level of 95% we use

```

local_siglvl = 0.95
local_signif = WAVE_SIGNIF(data, dt, scale, 0, $
  SIGLVL = local_siglvl, GWS = background_fit_period,
  MOTHER = mother)
local_signif = REBIN(TRANPOSE(local_signif), n, j1+1)

```

The last line replicates the `local_signif` 1D array at every time step to form an array of the same size as the `power` array. The points of the wavelet spectrum above the 95% *local* confidence level then correspond to the elements of the `power` array greater than `local_signif`. Now for a *global* confidence level of 95%, we first use Equations (16)–(18), to compute the corresponding *local* confidence level

```

global_siglvl = 0.95
jcoi = ALOG(coi/1.033/s0)/ALOG(2)/dj
Nout = TOTAL(jcoi[1:n-2])
a = 0.810*(Nout * dj)^0.011
n = 0.491*(Nout * dj)^0.926
local_siglvl = 1 - (1-global_siglvl^(1/a))^(1/n)

```

Note that we estimate `Nout`—the number of bins of the spectrum outside the `COI`—by using the `coi` array returned by the **WAVELET** function, with 1.033 being the Fourier factor for the Morlet wavelet (see **TC98**). Then we use the same syntax as above to call the **WAVE_SIGNIF** function, the only difference being the different value of the `local_siglvl` variable

```

global_signif = WAVE_SIGNIF(data, dt, scale, 0, $
  SIGLVL = local_siglvl, GWS = background_fit_period,
  MOTHER = mother)
global_signif = REBIN(TRANPOSE(global_signif), n,
  j1+1)

```

The points of the wavelet spectrum above the 95% *global* confidence level then correspond to the elements of the `power` array greater than `global_signif`. Similarly, we can compute the 95% *global* confidence level for the time-averaged wavelet spectrum after using Equations (18)–(20) to compute the corresponding *local* significance level

```

Sout = MAX(jcoi)
a = 0.805 + 0.45*2^(-Sout*dj)
n = 1.136*(Sout*dj)^1.2
time_avg_local_siglvl = 1 - (1-global_siglvl^(1/a))^(1/n)
dof = n-scale/dt
time_avg_global_signif = WAVE_SIGNIF(data, dt,
  scale, 1, $
  SIGLVL = time_avg_local_siglvl, $
  GWS = background_fit_period, DOF = dof, MOTHER = mother)

```

The **WAVE_SIGNIF** function is now called by setting the `sigtest` argument to 1 and setting the `DOF` keyword to the number of data points minus half the number of those in the `COI`. The resulting array has the same number of elements as the time-averaged spectrum and is used to determine which bins are above the 95% *global* confidence level.

REFERENCES

- Aschwanden, M. J., Crosby, N. B., Dimitropoulou, M., et al. 2016, *SSRv*, **198**, 47
- Aschwanden, M. J., Fletcher, L., Schrijver, C. J., & Alexander, D. 1999, *ApJ*, **520**, 880
- Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014, *A&A*, **563**, A8
- Auchère, F., Cook, J. W., Newmark, J. S., et al. 2005, *ApJ*, **625**, 1036
- Auchère, F., Rizzi, J., Philippon, A., & Rochus, P. 2011, *JOSAA*, **28**, 40
- Bocchialini, K., Baudin, F., Koutchmy, S., Pouget, G., & Solomon, J. 2011, *A&A*, **533**, A96
- Bruno, R., & Carbone, V. 2013, *LRSP*, **10**
- Centko, S. B., Butler, N. R., Ofek, E. O., et al. 2010, *AJ*, **140**, 224
- Defise, J.-M. 1999, PhD thesis, Univ. Liège
- Deforest, C. E., & Gurman, J. B. 1998, *ApJL*, **501**, L217
- Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., et al. 1995, *SoPh*, **162**, 291
- De Moortel, I., Ireland, J., & Walsh, R. W. 2000, *A&A*, **355**, L23
- De Moortel, I., & Nakariakov, V. M. 2012, *RSPTA*, **370**, 3193
- De Pontieu, B., & McIntosh, S. W. 2010, *ApJ*, **722**, 1013
- Dolla, L., Marqué, C., Seaton, D. B., et al. 2012, *ApJL*, **749**, L16
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *SoPh*, **162**, 1
- Fludra, A. 2001, *A&A*, **368**, 639
- Foullon, C., Verwichte, E., & Nakariakov, V. M. 2004, *A&A*, **427**, L5
- Foullon, C., Verwichte, E., & Nakariakov, V. M. 2009, *ApJ*, **700**, 1658
- 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
- Guennou, C., Auchère, F., Klimchuk, J. A., Bocchialini, K., & Parenti, S. 2013, *ApJ*, **774**, 31
- Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012a, *ApJS*, **203**, 25
- Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012b, *ApJS*, **203**, 26
- Gupta, G. R. 2014, *A&A*, **568**, A96
- Inglis, A. R., Ireland, J., & Dominique, M. 2015, *ApJ*, **798**, 108
- Inglis, A. R., Nakariakov, V. M., & Melnikov, V. F. 2008, *A&A*, **487**, 1147
- Ireland, J., McAteer, R. T. J., & Inglis, A. R. 2015, *ApJ*, **798**, 1
- Ireland, J., Walsh, R. W., Harrison, R. A., & Priest, E. R. 1999, *A&A*, **347**, 355
- Iwakiri, W., Ohno, M., Kamae, T., et al. 2010, in *AIP Conf. Ser.* 1279, Deciphering the Ancient Universe with Gamma-ray Bursts, ed. N. Kawai, & S. Nagasaki (Melville, NY: AIP), 89
- Jess, D. B., Rabin, D. M., Thomas, R. J., et al. 2008, *ApJ*, **682**, 1363
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *SoPh*, **275**, 17
- 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
- Madsen, C. A., Tian, H., & DeLuca, E. E. 2015, *ApJ*, **800**, 129
- McIntosh, S. W., de Pontieu, B., Carlsson, M., et al. 2011, *Natur*, **475**, 477
- McIntosh, S. W., Innes, D. E., de Pontieu, B., & Leamon, R. J. 2010, *A&A*, **510**, L2
- Mészárosová, H., Karlický, M., Jelínek, P., & Rybák, J. 2014, *ApJ*, **788**, 44
- Mikić, Z., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Winebarger, A. R. 2013, *ApJ*, **773**, 94
- Nakariakov, V., Ofman, L., DeLuca, E., Roberts, B., & Davila, J. 1999, *Sci*, **285**, 862
- Nakariakov, V. M., Arber, T. D., Ault, C. E., et al. 2004, *MNRAS*, **349**, 705
- Nakariakov, V. M., Foullon, C., Myagkova, I. N., & Inglis, A. R. 2010, *ApJL*, **708**, L47
- Nakariakov, V. M., & Melnikov, V. F. 2009, *SSRv*, **149**, 119
- Nakariakov, V. M., & Stepanov, A. V. 2007, in *Lecture Notes in Physics*, Vol. 725 ed. K.-L. Klein, & A. L. MacKinnon (Springer: Berlin), 221
- Ofman, L., Nakariakov, V. M., & Deforest, C. E. 1999, *ApJ*, **514**, 441
- O'Shea, E., Banerjee, D., Doyle, J. G., Fleck, B., & Murtagh, F. 2001, *A&A*, **368**, 1095
- Pascoe, D. J., Nakariakov, V. M., & Kupriyanova, E. G. 2014, *A&A*, **568**, A20
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *SoPh*, **275**, 3
- Pouget, G., Bocchialini, K., & Solomon, J. 2006, *A&A*, **450**, 1189
- Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, **263**, 835
- Schrijver, C. J., Aschwanden, M. J., & Title, A. M. 2002, *SoPh*, **206**, 69
- Telloni, D., Ventura, R., Romano, P., Spadaro, D., & Antonucci, E. 2013, *ApJ*, **767**, 138
- Tian, H., Xia, L., & Li, S. 2008, *A&A*, **489**, 741
- Timmer, J., & Koenig, M. 1995, *A&A*, **300**, 707
- Tomczyk, S., McIntosh, S. W., Keil, S. L., et al. 2007, *Sci*, **317**, 1192
- Torrence, C., & Compo, G. 1998, *BAMS*, **79**, 61
- Tufte, E. R. 2001, *The Visual Display of Quantitative Information* (2nd ed.; Cheshire, CT: Graphics Press)
- Ugarte-Urra, I., Doyle, J. G., Madjarska, M. S., & O'Shea, E. 2004, *A&A*, **418**, 313
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2012, *ApJ*, **753**, 35
- Williams, D. R., Phillips, K. J. H., Rudawy, P., et al. 2001, *MNRAS*, **326**, 428
- Winebarger, A. R., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2014, *ApJ*, **795**, 138
- Zhang, Q. M., Chen, P. F., Xia, C., & Keppens, R. 2012, *A&A*, **542**, A52

2.3 Statistiques des détections avec SDO/AIA

J’ai effectué une première recherche automatique d’événements périodiques dans la couronne dans les six bandes coronales EUV de AIA, pour les données de mai 2010 à décembre 2012. Environ 1500 événements ont été détectés au total pour ces six bandes spectrales (certains sont présents dans plusieurs bandes). J’ai examiné ces cas un à un (*via* les films résumés produits après chaque détection) pour repérer visuellement d’éventuelles fausses détections (dues par exemple à de “mauvaises” images qui peuvent persister dans certains cubes de données, ces cas sont très rares) et les événements doubles (dus au recouvrement des cubes de données) mais aussi et surtout pour attribuer à chaque contour de pulsations quasi-périodiques détectées un type de localisation dans la couronne. En d’autres termes, j’ai déterminé si le secteur détecté se trouvait dans une région active (AR) ou dans une région de Soleil calme (QS) et si les événements détectés dans une région active correspondaient ou non à un système de boucles coronales.

En effet, comme vu dans la Section 2.2.2.2, les détections de pulsations périodiques se font pixel par pixel, sans rechercher la forme d’une structure particulière. J’ai aussi regardé si les événements de pulsations détectés n’étaient pas reliés de façon évidente dans les films résumés à des événements énergétiques tels que des éruptions solaires ou des éjections de masse coronale. Tout cet examen visuel des détections et la classification des régions pulsantes est évidemment subjectif : s’il est facile de distinguer les événements AR et QS, savoir si la région détectée correspond à une boucle peut être plus difficile à interpréter (boucle peu visible suivant la bande spectrale utilisée, contour qui ne correspond qu’à une partie d’une boucle, etc.).

Parmi les détections de régions pulsantes avec EIT (Auchère et al. 2014), de potentiels artefacts instrumentaux avaient été repérés et exclus des statistiques finales. Ils ont été identifiés comme provenant de l’effet résiduel de la grille d’EIT (Auchère et al. 2011; Auchère et al. 2014, Appendix A). L’étude avec AIA n’est pas concernée par ce type d’effet.

Ce premier groupe de détections qui a été entièrement examiné visuellement est présenté dans la Section 2.3.1.1. Comme j’ai constaté le bon comportement du code après plus de 1500 détections, j’ai automatisé la classification AR/QS, grâce à un critère sur les intensités moyennes des événements détectés (méthode présentée dans la Section 2.3.2). Dans ce dernier cas, la classification boucle ou pas boucle n’est plus faite. Je présente dans la Section 2.3.1.2, un deuxième groupe de détections, s’étalant de mai 2010 à mai 2016, révisé avec ces critères automatiques.

2.3.1 Présentation des résultats

2.3.1.1 Détections révisées manuellement (de mai 2010 à décembre 2012)

Dans cette section je présente l’ensemble des détections que j’ai revu entièrement, pour les données AIA coronales entre mai 2010 et décembre 2012. Sur cette période qui correspond au début du cycle solaire 24, je détecte environ 1500 événements dans les six bandes coronales. La Table 2.1 recense le nombre de détections pour chaque bande coronale d’AIA, avec les proportions de détections de chaque type, AR et QS : régions actives et Soleil calme. Dans toutes les bandes la majorité des événements est détectée

48 Chapitre 2 : Détection de pulsations EUV de longue période avec AIA

Bandes d'AIA	94 Å	131 Å	171 Å	193 Å	211 Å	335 Å	Total
Nombre d'événements détectés	34	48	366	589	359	141	1537
% d'événements AR	88	90	74	56	75	92	70
% d'événements QS	12	10	26	44	25	8	30
% d'événements boucles (AR)	50	51	49	32	30	38	27

TABLE 2.1: Statistiques des détections dans les six bandes d'AIA pour l'ensemble des détections réalisées entre mai 2010 et décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement).

dans des régions actives, avec un minimum de 56% pour la bande spectrale 193 Å. Pour les cinq autres bandes, entre 74 et 92 % des événements sont dans des régions actives. Parmi ces événements classés comme "AR", entre 30 et 51%, suivant les bandes d'AIA, sont visuellement associés à des boucles coronales. Ces chiffres sont cohérents avec les résultats de l'étude avec EIT (voir Table 2.2), présentée dans Auchère et al. (2014). Plus de la moitié des événements détectés se situent dans des régions actives et une bonne partie d'entre eux se trouvent dans des boucles (entre 30 et 51%). Si on somme le nombre d'événements pour chaque bande, on trouve que 70% du total des événements se trouvent dans des régions actives dont 27% dans des boucles. Cependant, ces chiffres ne tiennent pas compte du fait que certains événements peuvent être détectés simultanément dans plusieurs bandes. Ce nombre total d'événements n'est donc pas le nombre total d'événements individuels. Pour cela il faudrait, par exemple, regrouper les événements présents dans plusieurs bandes spectrales et qui sont détectés pour les mêmes dates et avec des localisations en latitude et longitude semblables.

On remarque que pour les bandes 94 Å, 131 Å et 335 Å, le nombre d'événements détectés (entre 34 et 141) est plus faible que pour les trois autres bandes (entre ~400 et 600 événements). Pour ces bandes on remarque aussi que très peu d'événements sont détectés dans le Soleil calme, ~10%. Le plus faible rapport signal à bruit de ces bandes par rapport à ceux de 171 Å, 193 Å et 211 Å (voir la Figure 2.2, les bandes 94 Å, 131 Å et 335 Å, ont de réponses plus faibles que les trois autres bandes) pourrait expliquer pourquoi on y détecte relativement peu d'événements. Mais aussi pourquoi la quasi totalité des événements détectés le sont dans des régions actives, et donc là où l'intensité du signal est la plus forte. Une répartition différente des événements en température pourrait être aussi une explication et être une indication sur la nature physique des événements à pulsations de longue période. L'étude physique détaillée des trois cas présentés dans le Chapitre 3 montre qu'un même événement peut être présent dans les six bandes d'AIA et ce même si la détection automatique n'a pas permis de le détecter dans toutes les bandes (niveau de confiance à 99%, pulsations pas forcément présentes sur les six jours, etc.). Le développement des Chapitres 3 et 4 montre que les pulsations d'intensité sont en fait une réponse à des pulsations dans la structure thermique (température et densité) des boucles. La réponse en température étant différente dans chaque bande, cet effet combiné à celui du rapport signal à bruit peut aussi expliquer ces chiffres très différents entre les six bandes.

La Figure 2.5 présente les propriétés des événements détectés dans la bande spectrale 193 Å d'AIA. Ces statistiques peuvent être directement comparées avec celles réalisées avec la bande 195 Å d'EIT dans Auchère et al. (2014), proche de la bande 193 Å d'AIA,

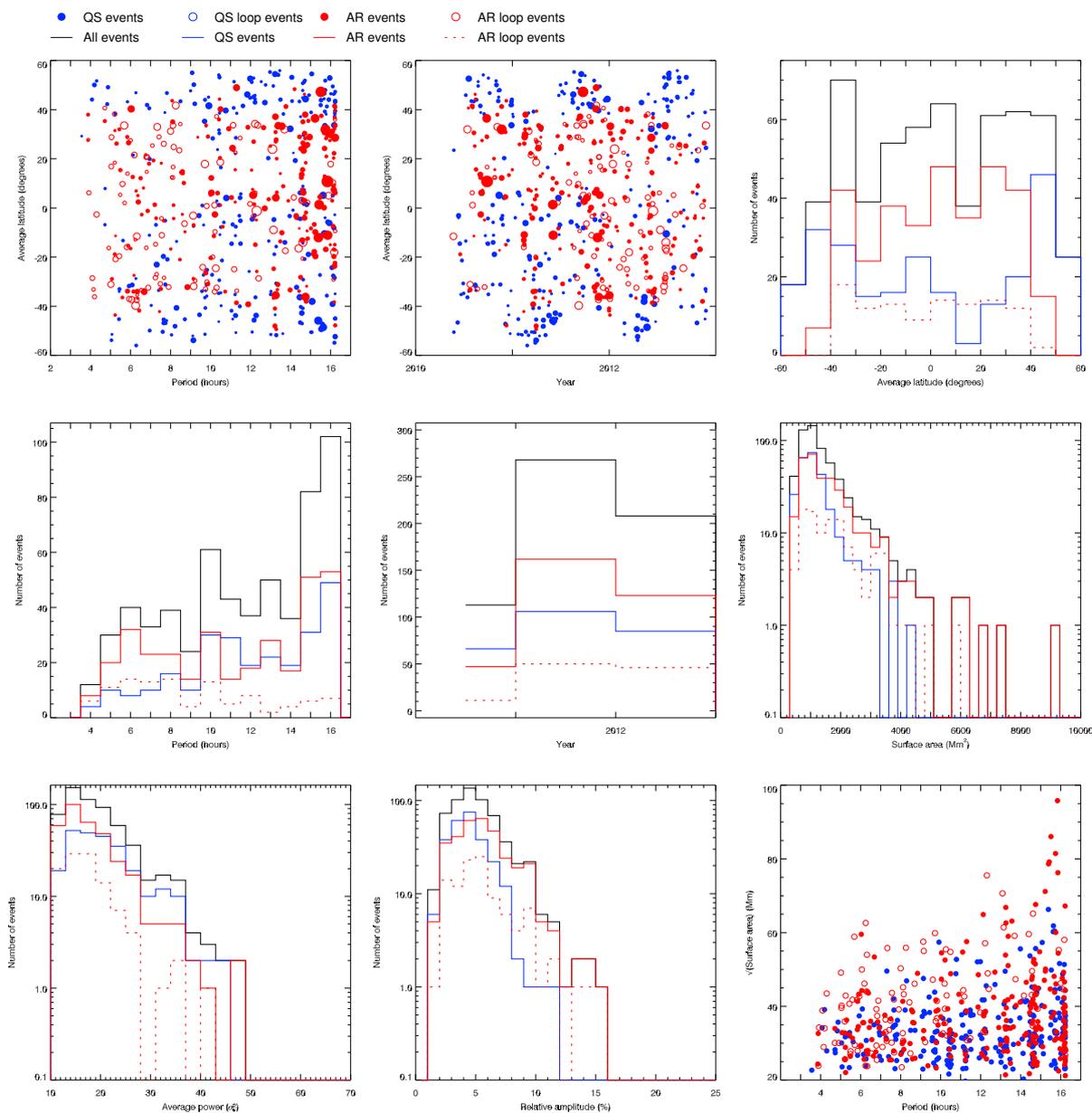


FIGURE 2.5: Statistiques des détections dans la bande 193 \AA d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012. **En haut à gauche** : Latitude des événements en fonction de leur période. Les événements en rouge correspondent à ceux des régions actives (AR). Les événements avec un cercle vide ont été repérés dans des boucles. Les événements en bleu sont ceux présents dans le Soleil calme (QS). La taille des disques est proportionnelle à la surface héliographique des régions détectées. **En haut au centre** : Latitude des événements en fonction de leur date. **En haut à droite** : Histogramme des latitudes des événements. En noir on trace les valeurs pour l'ensemble des événements. En traits pointillés rouges, pour les événements repérés dans des boucles. **Au centre à gauche** : Histogramme des périodes des événements. **Au centre** : Histogramme des années des événements. **Au centre à droite** : Histogramme des surfaces héliographiques des événements. **En bas à gauche** : Histogramme de la puissance moyenne des événements. **En bas au centre** : Histogramme des amplitudes relatives des événements. **En bas à droite** : Racine carrée de la surface héliographique des événements en fonction de leur période.

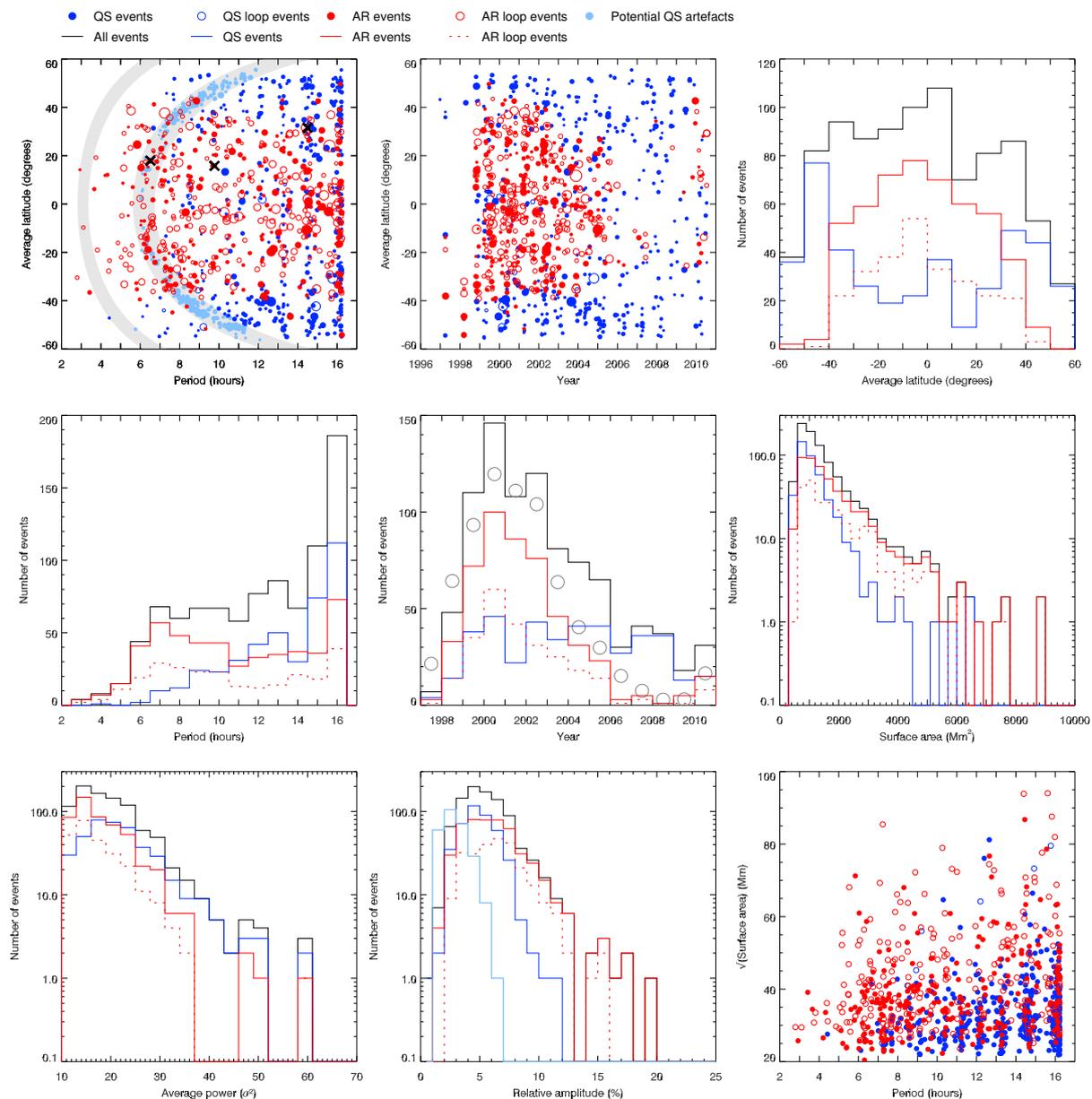


FIGURE 2.6: Statistiques des détections dans la bande 195 \AA d'EIT, de janvier 1997 à juillet 2010, d'après (Auchère et al. 2014). Les différents panneaux représentent les mêmes quantités que dans la Figure 2.5.

EIT	195 \AA
Nombre d'événements détectés	917
% d'événements AR	54
% d'événements QS	45
% d'événements boucles (AR)	51

TABLE 2.2: Statistique des détections dans la bande 195 \AA d'EIT, entre janvier 1997 et juillet 2010 (Auchère et al. 2014).

montrées ici dans la Figure 2.6 (Figure 4 de [Auchère et al. 2014](#)).

En haut à gauche de cette figure, on représente la répartition des événements en latitude héliographique en fonction de la période de pulsation. Les événements détectés dans des régions actives sont représentés par des disques rouges. Si l'événement en question a de plus été repéré comme étant relié à un système de boucles, ce n'est plus un disque mais un cercle rouge. Les événements du Soleil calme sont représentés eux par des disques bleus. La surface des disques et des cercles est proportionnelle à la surface des événements détectés.

La distribution des événements en latitude héliographique en fonction de leur date (en haut au centre de la figure) n'est pas faite sur une portion suffisante du cycle solaire 24 pour montrer une répartition en papillon des régions actives. On remarque les modulations entre les latitudes 40° et 60° des deux hémisphères. Ce comportement est dû à la variation annuelle de l'inclinaison de l'axe de rotation du Soleil par rapport au plan de l'écliptique, c'est-à-dire à la modification périodique de l'angle B_0 ($\pm 7^\circ$ au cours d'une année). On voit alternativement une plus grande partie de l'hémisphère Nord puis de l'hémisphère Sud.

En haut à droite, l'histogramme des latitudes moyennes des événements est une projection des deux panneaux précédents sur l'axe des ordonnées. On remarque que les événements repérés dans les régions actives se concentrent autour de l'équateur ($\pm 40^\circ$), tandis que les événements du Soleil calme sont plus fréquents aux hautes latitudes. Pour les histogrammes de cette figure, on reprend le même code couleur qu'avec les disques. La somme de tous les types d'événements est représentée en noir, les traits rouge pointillés représentent les événements détectés dans des boucles.

L'histogramme des périodes (panneau au centre à gauche) montre deux comportements différents pour les événements AR et QS. En effet, l'histogramme est assez plat pour les événements AR, il y a des détections pour toutes les périodes, tandis que pour les QS, le nombre d'événements augmente avec la période.

L'histogramme des surfaces des régions détectées, au centre à droite. Pour les événements AR et QS, la distribution des événements suit une loi exponentielle. On remarque cependant que la distribution est plus piquée pour les événements QS (pente plus forte). Les événements dans le Soleil calme ont tendance à être plus petits en surface que ceux des régions actives.

L'histogramme au centre de la figure ne nous apprend pas grand chose sur deux ans et demi de données. Il montre le nombre d'événements par année qui est attendu d'augmenter pendant le cycle solaire à cause de l'augmentation des régions actives, ce que l'on voit par contre très bien sur la Figure 2.6, sur plus d'un cycle solaire avec EIT.

En bas à gauche de la figure, l'histogramme de la puissance moyenne des événements montre que pour tous les types de régions détectées, on retrouve des distributions en loi exponentielle avec des pentes similaires cette fois-ci entre AR et QS.

Ce qui n'est pas le cas pour les distributions de l'amplitude relative des différents types d'événements. On peut noter que les événements AR ont donc tendance à avoir des amplitudes relatives plus grandes que les événements QS.

Le dernier panneau de cette figure représente la racine carrée de la surface héliographique des événements, qui est donc homogène à une longueur, en fonction de la période de pulsations. Comme dans [Auchère et al. \(2014\)](#), on peut voir qu'il y a une zone d'exclusion : il n'y a pas de grands événements avec une petite période de pulsation. Si on

s'intéresse uniquement aux événements concernant les boucles, on peut remarquer une certaine corrélation entre la période de pulsation et la "longueur" des boucles. Ce point sera rediscuté dans la Section 4.

Pour les cinq autres bandes spectrales coronales d'AIA, les statistiques sont présentés en Annexe C (Figures C.1, C.2, C.3, C.4 et C.5). Les distributions des événements (périodes, latitudes, surfaces, amplitude) sont similaires dans ces bandes à celles à 193 Å. À la différence près que le nombre d'événements est clairement plus faible pour 94 Å, 131 Å et 335 Å (et notamment les événements QS), comme déjà discuté au début de cette section.

En conclusion, les statistiques avec AIA confirment les propriétés des événements de pulsations de longue période détectées avec EIT. Elles confirment que ces événements sont communs dans la couronne et en particulier dans les régions actives, notamment dans les boucles coronales. Ces confirmations en utilisant un instrument différent de celui qui a permis de faire les premières détections, permettent d'écarter une nouvelle fois une possible origine instrumentale à ces pulsations et de réaffirmer l'origine solaire de ce phénomène. Les statistiques avec AIA sont étendues aux données de mai 2010 à mai 2016 dans la Section 2.3.1.2, avec un critère automatique pour distinguer les régions AR des régions QS. Cette méthode automatique est présentée dans la Section 2.3.2.

2.3.1.2 Détections révisées automatiquement (de mai 2010 à mai 2016)

Le résumé des statistiques obtenues avec la révision automatique des événements détectés entre mai 2010 et mai 2016 est donnée dans la Table 2.3. Sur ces six ans de données, on détecte 3181 événements au total. Ces événements sont classés comme AR ou QS par un critère automatique. La méthode utilisée est décrite dans la Section 2.3.2

On voit ici les mêmes tendances que pour le premier groupe de détections, le nombre d'événements pour les bandes 94 Å, 131 Å et 335 Å est beaucoup plus faible que pour les bandes 171 Å, 193 Å et 211 Å. Pour les bandes 193 Å et 211 Å, les proportions AR/QS sont les mêmes que pour le premier groupe de détection (voir Table 2.1). Pour la bande 171 Å on retrouve des chiffres similaires à la bande 193 Å (environ 45% d'événements QS et environ 55% d'événements AR). Pour les bandes 94 Å, 131 Å et 335 Å, il n'y a que des événements AR. Cela vient du seuil que l'on a fixé sur l'intensité moyenne dans les régions détectés (voir détails Section 2.3.2). Au total 67 % des événements sont dans des régions actives contre 33 % dans du Soleil calme. Cependant, et comme dit précédemment, cela ne représente pas les proportions d'événements individuels. De nombreux événements étant vus dans plusieurs bandes spectrales d'AIA.

Dans la Figure 2.7, je présente les statistiques pour la bande 193 Å, de la même manière que dans les Figures 2.5 et 2.6. Les statistiques pour les bandes 94 Å, 131 Å, 171 Å, 211 Å et 335 Å, sont présentées en Annexe C (Figures C.6, C.7, C.8, C.9 et C.10).

Les Figures 2.5 et 2.7, respectivement pour les détections revues manuellement (de mai 2010 à décembre 2012) et automatiquement (de mai 2010 à mai 2016), pour la bande 193 Å d'AIA, montrent des statistiques similaires. Pour les autres bandes d'AIA, les conclusions sont aussi semblables.

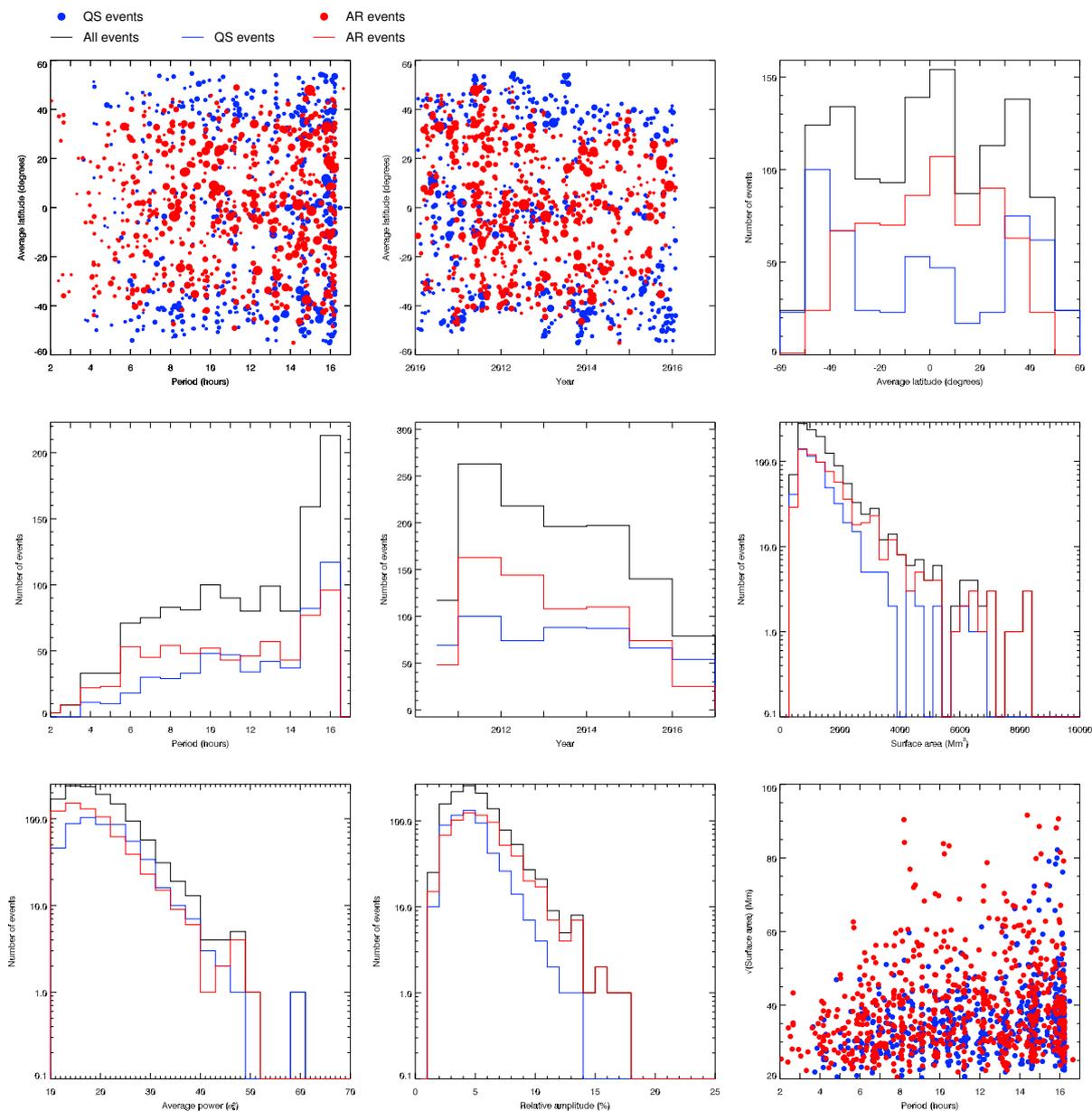


FIGURE 2.7: Statistiques des détections dans la bande 193 \AA d'AIA, de mai 2010 à mai 2016. Idem à la Figure 2.5, excepté qu'ici les événements sont révisés automatiquement.

Bandes d'AIA	94 Å	131 Å	171 Å	193 Å	211 Å	335 Å	Total
Nombre d'événements détectés	92	97	675	1210	892	215	3181
% d'événements AR	100	100	55	56	75	100	67
% d'événements QS	0	0	45	44	25	0	33

TABLE 2.3: Statistiques des détections dans les six bandes d'AIA pour l'ensemble des détections réalisées entre mai 2010 et mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement).

Bandes d'AIA	94 Å	131 Å	171 Å	193 Å	211 Å	335 Å
Seuil d'intensité AR/QS [DN s ⁻¹]	0	0	160	120	30	0

TABLE 2.4: *Seuils sur les intensités moyennes des événements détectés pour chaque bande coronale d'AIA. Ces seuils, déterminés à partir du premier groupe de détections entièrement labélisés à la main (Section 2.3.1.1), permettent de distinguer les événements AR des événements QS de façon automatique.*

2.3.2 Méthode de tri automatique des événements AR et QS

Pour permettre de différencier de façon automatique le type de régions détectées, entre les régions actives et le Soleil calme, j'ai implémenté un critère sur l'intensité moyenne des régions pulsantes détectées au cours des séquences d'environ six jours. Cette quantité est connue (c'est une donnée de sortie de la détection, voir Section 2.2.2.3) pour chaque détection labélisée AR ou QS de la série présentée dans le Section 2.3.1.1. Pour chaque bande spectrale d'AIA, on peut donc tracer les deux distributions des intensités moyennes, respectivement pour les régions AR et les régions QS.

Dans la Figure 2.8, je présente ces distributions, en rouge pour les régions AR et en bleu pour les régions QS. Dans toutes les bandes, les distributions des intensités moyennes sur les régions labélisées AR suivent une loi log-normale. C'est le cas aussi pour les distributions QS pour les bandes 171 Å, 193 Å et 211 Å où le nombre d'événements est suffisant. Lorsque c'est possible, j'ai donc ajusté des log-normales avec la procédure gaussfit d'IDL. Les valeurs des χ^2 pour ces ajustements sont comprises entre 0.3 et 8.2. Compte tenu du nombre de degrés de liberté des données que l'on cherche à approcher, ces ajustements peuvent être validés avec un niveau de confiance élevé.

On remarque que pour 171 Å, la distribution des intensités des QS est imbriquée dans celle des AR, à la différence des autres bandes où les deux distributions sont plus ou moins bien séparées. Pour les bandes 94 Å, 131 Å et 335 Å, j'ai fixé le seuil sur l'intensité à 0, c'est-à-dire que toutes les régions avec une intensité moyenne sur la séquence de détection supérieure à 0 sont considérés comme des événements AR. Ce choix est motivé par le fait que le nombre d'événements QS repérés dans le premier groupe de détection est faible. Pour les autres bandes, j'ai fixé ce seuil à la valeur où se croisent les log-normales AR et QS ajustées (pour 193 Å et 211 Å), ou entre les maxima des deux distributions pour 171 Å.

La Table 2.4 présente le seuil choisi pour chaque bande spectrale coronale d'AIA.

Ces seuils ne sont évidemment pas aussi efficaces qu'une revue individuelle des événements (il existe une ambiguïté liée au recouvrement des histogrammes) mais permettent de refaire tourner le code de détection de façon totalement automatique. Concernant les potentiels artefacts dus à de mauvais cubes d'images, ils sont très rares et cela n'est donc pas gênant. Dans les AR/QS, on rate forcément des choses et sans revues des détections, il n'est pas possible de savoir combien de détections correspondent à des boucles coronales.

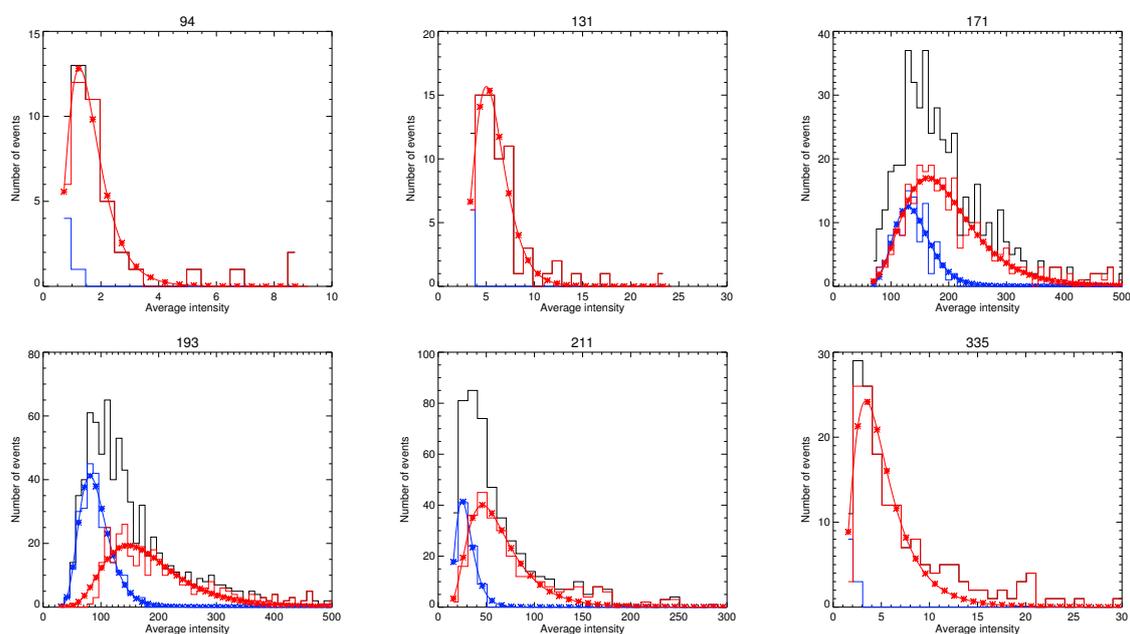


FIGURE 2.8: Détermination du seuil sur la valeur moyenne de l'intensité dans les régions pulsantes pour distinguer les événements présents dans les régions actives de ceux dans le Soleil calme. Histogrammes des intensités moyennes des événements pour chaque bande spectrale coronale EUV d'AIA, avec en bleu les événements labellisés comme QS (Soleil calme) et en rouge ceux labellisés comme AR (région active). Les courbes en bleu et en rouge (respectivement pour les QS et AR) correspondent à des ajustements (log-normale) utilisés pour le calcul des seuils pour ces bandes.

2.4 Conclusions

Dans [Auchère et al. \(2014\)](#), les auteurs montrent que les pulsations d'intensité de longue période (quelques heures) sont très répandues dans la couronne solaire. *Via* une étude d'événements détectés sur plus d'un cycle solaire avec EIT, il ressort que la moitié de ces épisodes de pulsations, qui peuvent durer jusqu'à six jours (la durée des séquences étudiées), se concentre dans des régions actives. Les statistiques sur la totalité des événements détectés (environ 900) grâce à un algorithme de détection automatique, indiquent des propriétés différentes entre les événements détectés dans les régions actives et dans le Soleil calme. Il ressort aussi que plus de la moitié des événements présents dans des régions actives sont clairement identifiables comme se produisant dans des systèmes de boucles coronales. J'ai utilisé le même algorithme de détection d'événements de pulsations de longue période dans la couronne solaire avec l'instrument SDO/AIA.

Les conclusions qui ressortent des statistiques de l'étude AIA sont les mêmes que pour l'étude EIT :

- Les événements de pulsations d'intensité dans l'EUV, avec des périodes allant de 3 à 16 heures sont très communs dans la couronne solaire.
- Plus de la moitié des événements sont détectés dans des régions actives, environ la moitié de ces derniers sont clairement identifiables comme se produisant dans des boucles coronales.
- Les événements des régions actives et ceux du Soleil calme semblent avoir des propriétés différentes : événements de plus petites surface, moins répandus et avec des périodes de pulsations plus grandes. Le fait que les événements dans le Soleil calme soient plus petits et moins nombreux provient peut-être des émissions des arrière-plans plus importantes dans ces zones et de l'intensité relativement plus faible de ces événements.

Grâce à l'étude avec AIA, on peut en plus :

- Détecter simultanément des événements dans six bandes spectrales coronales différentes, ce qui va permettre de faire une analyse de l'évolution de la structure thermique du plasma (voir Chapitre 3).
- Réaffirmer l'origine solaire de ces pulsations. Les détections, avec deux imageurs différents à bord de deux satellites différents, permettent d'écarter définitivement une possible origine instrumentale à ces pulsations. On détecte notamment les mêmes événements avec les deux imageurs pendant la période de recouvrement EIT et AIA en mai 2010 (cadence encore suffisante pour EIT).

Le but de cette étude n'est pas détecter tous les événements de pulsations de longue période. On en détecte suffisamment pour voir qu'ils sont fréquents et pour avoir un éventail des périodes et des différentes caractéristiques des régions. Il y a un certain nombre de facteurs qui limitent le nombre de détections : nos seuils de détections sont assez restrictifs, il peut y avoir des problèmes d'avant-plans et d'arrière-plans qui cachent le signal d'intérêt, les événements strictement périodiques ne sont pas forcément tous strictement périodiques, etc.

D'autre part, dans [Auchère et al. \(2016, Article \(A.1.2\), Section 2.2.3.2\)](#), on confirme la robustesse des *via* la ré-analyse critique d'un cas détecté avec AIA et étudié en détail dans [Froment et al. \(2015, Article \(A.1.1\), Section 3.2.3\)](#). Ces pulsations quasi-

périodiques avec des périodes de quelques heures sont en conclusion très fréquentes dans la couronne. Bien qu'elles n'aient pas été étonnamment identifiées et étudiées plus tôt, le fait qu'elles se produisent couramment dans la couronne et de surcroît dans des structures bien définies comme les boucles coronales, indique que les processus physiques produisant ces pulsations jouent un rôle clef dans la dynamique de l'atmosphère solaire et probablement dans le fonctionnement du chauffage coronal.

Dans ce travail de thèse, je me concentre sur les cas de pulsations de longue période détectés dans les boucles coronales. Les événements du Soleil calme qui représentent environ 50%³ du total des détections ne sont donc pas étudiés ici, bien qu'il faudra aussi mener cette étude.

J'ai choisi trois cas de détections dans des boucles parmi les nombreuses détections présentées dans ce chapitre. En se focalisant sur trois cas avec un signal de détection fort et avec des propriétés différentes (périodes de pulsations, taille de la région, etc.), le but est de comprendre quels mécanismes physiques sont à l'origine de ces pulsations. Le chapitre suivant traite de l'analyse observationnelle détaillée de ces trois cas en exploitant la possibilité de faire une étude multi-thermique de ces événements avec AIA.

3. Pour les bandes coronales avec les meilleurs rapports signal à bruit.

Analyse physique de boucles pulsantes en intensité et signatures de TNE

Sommaire

3.1 Méthodes de diagnostic du plasma	60
3.1.1 Mesure d'émission différentielle (DEM)	60
3.1.2 Décalages temporels entre les variations d'intensité des bandes d'AIA	66
3.2 Signature de TNE dans des boucles coronales chaudes	70
3.2.1 Présentation des trois cas de pulsations dans des boucles sélectionnés	70
3.2.2 Analyse thermique des boucles pulsantes	71
3.2.3 Article (A.1.1)	74
(A.1.1) Evidence for Evaporation-incomplete Condensation Cycles in Warm Solar Coronal Loops	74
3.3 Forme des spectres de puissance et TNE	98
3.3.1 Distinction entre des oscillations et des pulsations	98
3.3.2 Article (A.1.3)	99
(A.1.3) Thermal Non-Equilibrium Revealed by Periodic Pulses of Random Amplitude in Solar Coronal Loops	99
3.4 Conclusions	114

L'origine solaire des pulsations d'intensité de longue période, observées avec SoHO/EIT et SDO/AIA, est maintenant établie (voir Chapitre 2). Ces événements sont fréquents dans la couronne solaire et toutes les sources possibles d'artefacts instrumentaux et de traitement des données ont été explorées puis écartées. Il s'agit maintenant de comprendre leur nature physique. Dans ce travail de thèse je me suis focalisée sur les événements se produisant dans des boucles qui sont des structures bien identifiables parmi les détections réalisées avec AIA mais aussi avec EIT. Les boucles coronales sont par ailleurs des structures clés pour l'étude et la compréhension du chauffage coronal.

Parmi les milliers d'événements détectés avec l'imageur AIA, j'ai sélectionné trois cas de pulsations EUV de longue période, localisés dans des boucles coronales. Ces trois cas présentent un signal de détection fort, clairement associés à des boucles et avec des

pulsations présentes sur la majeure partie de la durée des séquences de détection (voir Chapitre 2). De plus, ils ont été choisis pour balayer un large intervalle de périodes (de 4 heures à 9 heures) et différentes localisations et tailles de boucles dans les régions actives (grandes boucles qui s'étendent en périphérie de la région ou petites boucles au coeur d'une région active). Grâce à l'utilisation d'AIA, ces événements sont suivis sur plusieurs jours, dans six bandes spectrales de l'EUV et avec un bon rapport signal à bruit (voir Chapitre 2).

Pour comprendre les mécanismes physiques qui produisent ces pulsations périodiques, j'ai exploité les possibilités offertes par AIA et réalisé des diagnostics de la structure thermique des boucles pulsantes. Ces diagnostics permettent de comprendre leur état thermique et l'évolution de celui-ci, au cours des phases de chauffage et refroidissement du plasma. Ce travail d'analyse observationnelle et d'interprétation des résultats est présenté dans ce chapitre. Je présente tout d'abord les méthodes d'analyse utilisées, à savoir la DEM et l'étude des décalages temporels entre les intensités des bandes d'AIA, dans la Section 3.1. L'analyse détaillée au moyen de ces méthodes de trois événements de pulsations de longue période dans des boucles, est présentée dans la Section 3.2. Je montrerai alors en quoi ces pulsations nous renseignent sur la façon dont le chauffage du plasma intervient dans ces boucles coronales. Les résultats de cette analyse ont été publiés dans l'article [Froment et al. \(2015, Article \(A.1.1\), Section 3.2.3\)](#). Dans la Section 3.3, je présenterai les résultats de l'analyse de la nature des pulsations observées *via* l'analyse de la forme des spectres. Ces travaux publiés par [Auchère et al. \(2016, Article \(A.1.3\), Section 3.2.3\)](#) confirment l'interprétation physique déduite de l'analyse thermique des boucles.

3.1 Méthodes de diagnostic du plasma

Dans cette section, je présente les méthodes d'analyse utilisées pour interpréter les observations de AIA. J'ai utilisé deux méthodes pour étudier la structure thermique du plasma et son évolution : la mesure d'émission différentielle (DEM : Differential Emission Measure) et l'étude de la distribution spatiale des décalages temporels entre les intensités des bandes d'AIA. Ces méthodes sont appliquées dans la Section 3.2.

Il est important de noter que pour toutes ces analyses, les boucles sont analysées sans que l'émission des avant-plans et des arrière-plans ne soit soustraite. Pour un suivi des boucles sur les quelques jours des séquences d'observation des pulsations d'intensité, il serait trop compliqué d'extraire les boucles de cette manière et d'en interpréter les résultats.

3.1.1 Mesure d'émission différentielle (DEM)

La DEM est un outil très largement utilisé en physique solaire. Elle permet de reconstruire la quantité de matière¹ qui émet le long de la ligne de visée, en fonction de la température. On a alors accès à la distribution des températures le long de la ligne de visée sans avoir cependant d'informations sur la localisation spatiale des structures qui

1. Principalement coronale. On ne considère ici que le plasma optiquement mince, ce qui n'est pas le cas par exemple pour les protubérances ou la pluie coronale.

contribuent à cette distribution. Si cet outil permet d'avoir accès à certaines propriétés physique du plasma : température, densité, mesure d'émission, le processus de l'inversion des données (intensités EUV) peut être délicat en raison des incertitudes sur les données et sur les modèles utilisés. La technique de reconstruction de la DEM utilisée ici a été développée par Chloé Guennou (Guennou 2013). Cette technique permet de balayer tout l'espace des paramètres correspondant à un modèle de DEM réaliste et de quantifier l'erreur sur la DEM obtenue. Je décris ici succinctement cette méthode et le modèle DEM propre aux régions actives utilisé dans le cas de mes observations. Pour plus de détails le lecteur est invité à se référer aux articles : Guennou et al. (2012a,b, 2013) ainsi qu'au manuscrit de thèse : Guennou (2013).

3.1.1.1 Emissions coronales et DEM

Les bandes spectrales de l'EUV dans lesquelles on observe la couronne solaire, avec AIA par exemple, mettent en évidence un plasma très chaud avec des températures de l'ordre de 1 MK. C'est dans ces conditions de températures extrêmes que l'on rencontre des espèces d'ions fortement ionisés tels que le Fe IX, par exemple, l'ion majoritaire de la bande spectrale 171 Å de AIA.

Les émissions coronales sont principalement d'origine collisionnelle : excitation par collisions depuis le niveau fondamental vers des niveaux d'énergie plus hauts puis désexcitation radiative (Landini & Monsignori Fossi 1990). Ce processus de formation des raies spectrales est considéré comme majoritaire dans la couronne (dans le cadre de l'approximation coronale, e.g., Dere et al. 1997; Doyle et al. 2010) car la densité y est très faible (de l'ordre de 10^{-11} kg m⁻³). Les hypothèses de l'approximation coronale sur les conditions physiques qui règnent dans la couronne permettent de simplifier l'étude du rayonnement. On considère le plasma comme étant optiquement mince, chaud ($> 10^4$ K), avec une densité faible et sans poussières. Il est aussi fortement ionisé, en équilibre d'ionisation (la fraction de chaque ion est stable dans le temps), dans un état stationnaire (les fractions de populations des différents niveaux d'excitation sont stables) et en équilibre thermodynamique local (température ionique et électronique semblables).

Le flux $F_{\lambda_{ji}}$ d'une raie d'émission λ_{ji} (transition du niveau j à i , avec $j > i$) de l'élément X , s'exprime de la manière suivante :

$$F_{\lambda_{ji}} = \frac{1}{4\pi R^2} \int_V G_X(\lambda_{ji}, T_e, n_e) n_e^2 dV \quad (3.1)$$

avec $G_X(\lambda_{ji}, T_e, n_e)$ la fonction de contribution de l'élément X (définie dans l'équation 3.2), T_e et n_e respectivement la température et densité électroniques, R la distance Soleil-observateur et V le volume d'émission. Ce flux est exprimé en W m⁻².

La fonction de contribution G_X (Pottasch 1963), exprimée en W m³, prend en compte les informations sur les processus atomiques de formation de la raie :

$$G_X(\lambda_{ji}, T_e, n_e) = A_{ji} \frac{hc}{\lambda_{ji}} \frac{n_j(X^{+m})}{n(X^{+m})} \frac{n(X^{+m})}{n(X)} \frac{n(X)}{n(H)} \frac{n(H)}{n_e} n_e \quad (3.2)$$

avec A_{ji} , le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée, $\frac{hc}{\lambda_{ji}}$ l'énergie des photons émis (avec h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière), $\frac{n_j(X^{+m})}{n(X^{+m})}$ la fraction de

62 Chapitre 3 : Analyse physique de boucles pulsantes : signatures de TNE

population du niveau j de l'ion X^{+m} , $\frac{n(X^{+m})}{n(X)}$ l'abondance relative de l'ion ionisé m fois par rapport à celle de l'espèce X , $\frac{n(X)}{n(H)}$ l'abondance relative de X par rapport à celle de l'hydrogène et $\frac{n(H)}{n_e}$ est la densité relative de l'hydrogène par rapport à celle des électrons libres (~ 0.83).

À partir du flux $F_{\lambda_{ji}}$, on peut exprimer l'intensité de la raie d'émission λ_{ji} comme étant le flux par unité d'angle solide ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) :

$$I_{\lambda_{ji}} = \frac{1}{4\pi R^2} \int_0^\infty G_X(n_e, T_e) n_e^2 \frac{dV}{d\Omega} \quad (3.3)$$

avec $d\Omega = dS/R^2$ et dS la surface frontale de l'élément de volume.

Dans le cas d'un imageur, comme avec AIA par exemple, les bandes spectrales correspondent à plusieurs raies d'émission et donc plusieurs espèces d'ions. On définit l'intensité I_b pour la bande spectrale b comme étant :

$$I_b = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty R_b(n_e, T_e) n_e^2 dl \quad (3.4)$$

avec $R_b(n_e, T_e)$ la fonction de réponse en température de l'instrument pour la bande b . I_b est alors exprimé en DN s^{-1} (DN pour Digital Number).

La fonction de réponse de l'instrument $R_b(n_e, T_e)$ est donnée par :

$$R_b = \sum_{X,j} S_b(\lambda_j) A_X G_{X,j}(n_e, T_e) + \int_0^\infty S_b(\lambda) G_c(n_e, T_e) d\lambda \quad (3.5)$$

Elle comprend la contribution $G_{X,j}$ de chaque raie spectrale λ_{ji} de l'élément X , d'abondance $A_X = \frac{n(X)}{n(H)}$, et la contribution G_c du continuum d'émission (qui provient des interactions entre les électrons libres et les ions). $S_b(\lambda)$ est la sensibilité spectrale de l'instrument qui pondère les fonctions de contribution de chaque raie spectrale et du continuum. R_b s'exprime en $\text{DN m}^5 \text{s}^{-1}$. Les fonctions de réponse R_b des six bandes spectrales coronales d'AIA calculées avec la base atomique CHIANTI version 8.0 (Del Zanna et al. 2015) sont présentées dans la Figure 2.2 et dans la Figure 3.1, où la contribution des ions majoritaires est présentée.

En récrivant une nouvelle fois l'expression de $I_{\lambda_{ji}}$ avec l'hypothèse que l'abondance relative A_X est constante le long de la ligne de visée l (Pottasch 1963), on peut mettre en évidence un quantité appelée mesure d'émission (exprimée en m^{-5} , elle est notée EM pour Emission Measure) (Withbroe 1975), qui est par définition la quantité de matière qui émet le long de la ligne de visée :

$$\text{EM} = \int_0^\infty n_e^2 dl \quad (3.6)$$

En faisant un changement de variable, on peut réécrire la mesure d'émission comme l'intégrale de la DEM $\xi(T_e)$ dans le domaine des températures T_e :

$$\text{EM} = \int_0^\infty \xi(T_e) d \log T_e, \quad (3.7)$$

$$\text{avec } \xi(T_e) = \overline{n_e^2}(T_e) dp/d \log(T_e), \quad (3.8)$$

avec dp , les portions de la ligne de visée l à la température T_e et \bar{n}_e^2 la densité moyenne sur ces portions (Craig & Brown 1976). La DEM est par conséquent la quantité de matière qui émet le long de la ligne de visée en fonction de la température.

Cette quantité est très importante en physique solaire, elle permet de connaître la distribution des structures observées en température. On ne peut cependant pas extraire d'information spatiale de cette quantité. On sait qu'une certaine proportion de matière émet à certaines températures mais on ne peut pas identifier le poids de chaque structure dans cette distribution.

3.1.1.2 Incertitudes et limitations

La détermination de la DEM à partir des intensités observées I_b est un problème inverse. Le calcul de la DEM est en particulier un problème mal-posé, ce qui est souvent le cas pour les problèmes inverses, et est donc sujet aux difficultés qui leurs sont propres : possibilité de solutions multiples due au manque de contraintes physique et de solutions instables compte tenu des incertitudes sur les données. Dans le cas des données d'émissions coronales, les incertitudes sur les intensités proviennent du bruit de photon et du bruit de lecture de l'instrument (sources d'erreurs aléatoires). À cela on doit ajouter les sources d'erreurs systématiques, c'est-à-dire les incertitudes liées à la physique atomique (processus de formation des raies d'émission) et à l'étalonnage de l'instrument qui interviennent lorsque l'on utilise des intensités théoriques à comparer aux observations pour l'inversion (voir Section 3.1.1.3).

J'utilise ici l'outil de reconstruction DEM développé par Chloé Guennou. D'après les résultats de Guennou et al. (2012a,b) où est présentée une caractérisation de la robustesse de l'inversion de DEM, on sait qu'utiliser les six bandes d'AIA réduit considérablement les solutions secondaires possibles, sans cependant pouvoir éviter certains biais.

3.1.1.3 Principe de l'inversion

Le principe de la méthode d'inversion utilisée est développé dans Guennou et al. (2012a,b). À chaque instant et pour chaque pixel du champ de vue, c'est-à-dire pour chaque ensemble de six intensités I_b^{obs} (dans les six bandes d'AIA), on peut estimer la DEM correspondante. Pour cela on compare les I_b^{obs} aux intensités théoriques I_b^{th} , en tenant compte des incertitudes σ_b (somme quadratique des écarts-types de chaque source d'incertitude). Les I_b^{th} correspondent à des DEM ξ théoriques données par un modèle à k paramètres. On balaye alors l'espace des paramètres de ces DEM théoriques. La DEM retenue correspond à la minimisation du critère $C(\xi)$, qui est une minimisation par moindres carrés sur les N_b valeurs d'intensité utilisées, ici les six bandes spectrales d'AIA. ξ^I est la DEM obtenue, c'est la valeur de ξ qui correspond au minimum du critère $C(\xi)$, c'est-à-dire au χ^2 :

$$C(\xi) = \sum_{b=1}^{N_b} \left(\frac{I_b^{obs} - I_b^{th}(\xi)}{\sigma_b} \right)^2 \quad (3.9)$$

$$\xi^I = \arg \min_{\xi} [C(\xi)] \quad (3.10)$$

$$\chi^2 = \min [C(\xi)] \quad (3.11)$$

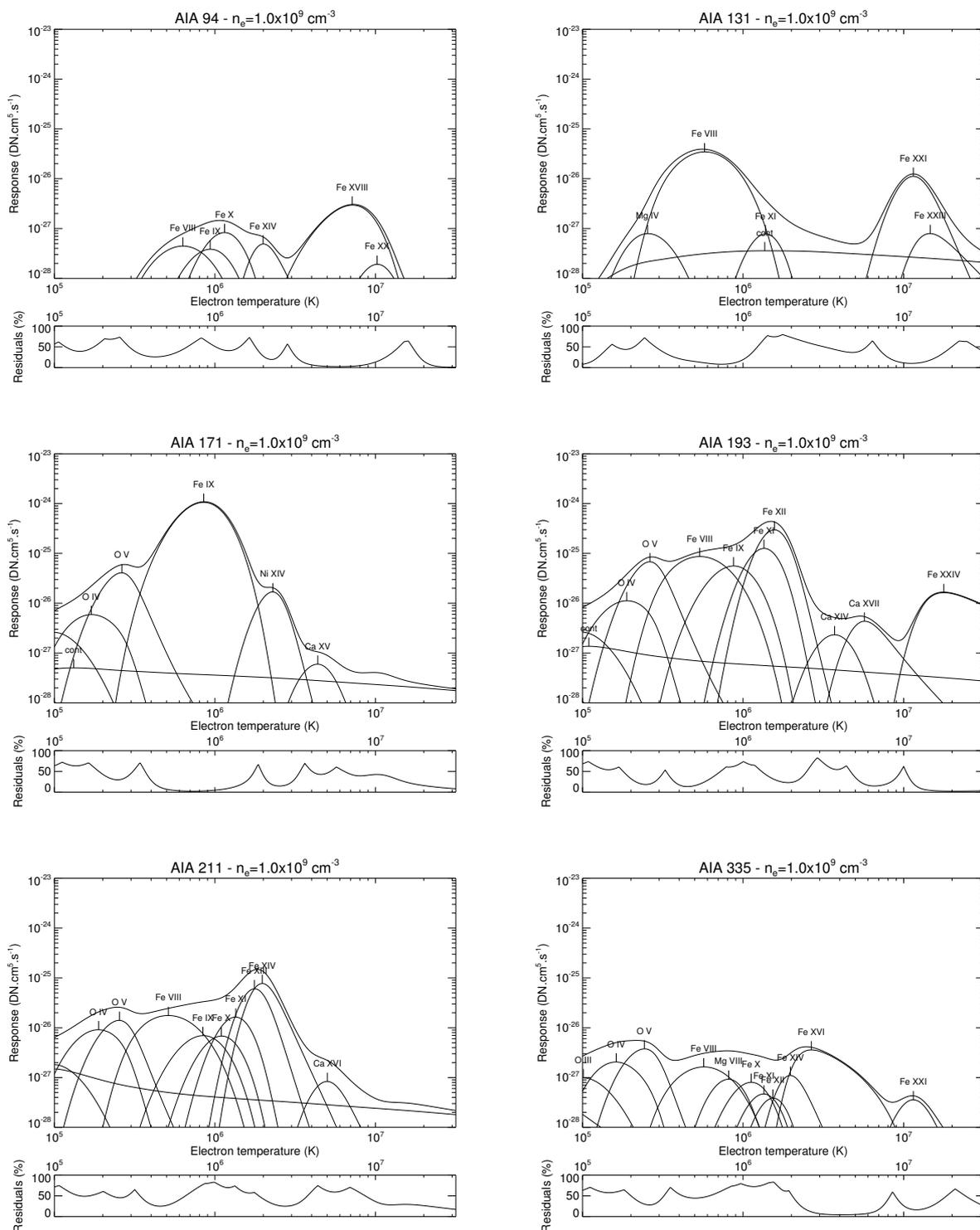


FIGURE 3.1: Fonctions de réponse en température des six bandes coronales de l'instrument AIA. Elles sont calculées avec CHIANTI version 8.0 (Del Zanna et al. 2015) pour une densité $n_e = 1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Pour chaque bande, la réponse totale est représentée en trait épais, tandis que la réponse des ions majoritaires est représentée en trait fin. La fraction de réponse restante, autre que celles des ions qui contribuent majoritairement à la réponse totale de chaque bande spectrale, est représentée en dessous de chaque figure.

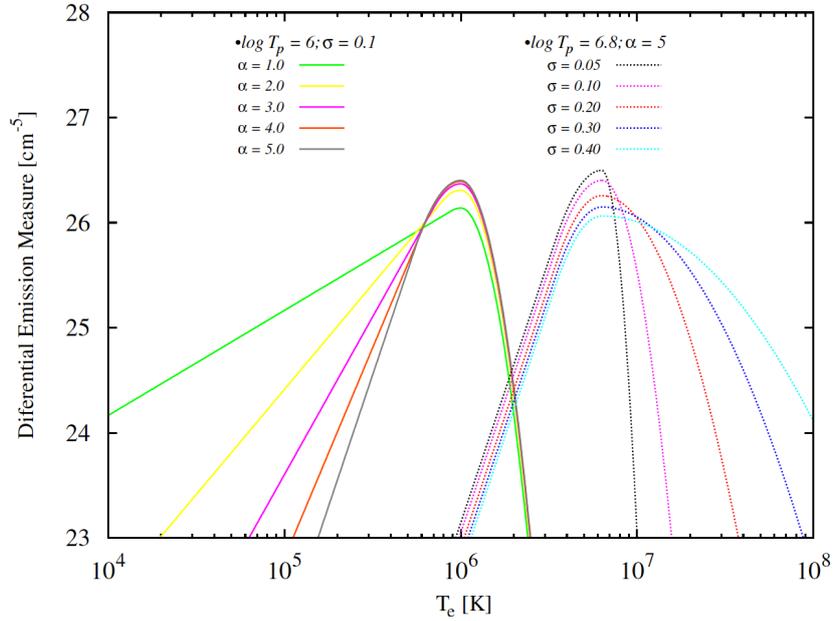


FIGURE 3.2: Quelques exemples de paramétrisations de DEM avec le modèle de région active (d'après [Guennou et al. 2013](#)). Dans ces exemples, la mesure totale d'émission est fixée à : $EM = 10^{28} \text{ cm}^{-5}$. Dans le cadre de l'étude présente, on se place dans le cas de DEM similaires à celles sur la gauche de la figure, c'est-à-dire que la partie haute température de la DEM (gaussienne de largeur σ) est fixe.

3.1.1.4 Modèle de DEM pour les régions actives

Pour étudier la structure thermique des boucles pulsantes en intensité et donc les conditions physiques qui produisent ces variations périodiques en EUV, on va procéder à l'étude de la variation de la forme de la DEM dans ces boucles au cours du temps. En utilisant la méthode d'inversion exposée précédemment, on considère un modèle de DEM propre aux régions actives. Ce modèle développé et utilisé avec Hinode/EIS dans [Guennou et al. \(2013\)](#), reproduit le forme globale de la DEM qui est couramment observée dans les régions actives (e.g. [Warren et al. 2011](#); [Winebarger et al. 2011, 2012](#); [Schmelz & Pathak 2012](#)). Quelques exemples de DEM théoriques issues de ce modèle sont présentées sur la Figure 3.2 avec plusieurs valeurs des quatre paramètres de ce modèle : l'EM, α la pente qui modélise la partie basse température, T_p la température qui correspond au maximum de la DEM et σ le paramètre de la gaussienne qui modélise la partie haute température. Ce modèle se décompose en trois parties :

- Une loi de puissance de pente α pour la partie *basse* température de la DEM, où $T_e < T_0$:

$$\xi_{AR}(T_e) = k EM \times T_e^\alpha, \quad (3.12)$$

$$\text{avec } k = T_0^{-\alpha} \mathcal{N}_{0.15}(\log T_0 - \log T_p), \quad (3.13)$$

$$\text{et } \mathcal{N}_\sigma(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3.14)$$

- Une gaussienne d'écart-type σ pour la partie *haute* température de la DEM, où $T_e > T_p$:

$$\xi_{AR}(T_e) = \text{EM} \mathcal{N}_\sigma(\log T_e - \log T_p) \quad (3.15)$$

- Un connecteur gaussien pour lier ces deux parties, haute et basse température de la DEM, où $T_0 < T_e < T_p$:

$$\xi_{AR}(T_e) = \text{EM} \mathcal{N}_{0.15}(\log T_e - \log T_p) \quad (3.16)$$

La partie haute température étant mal contrainte avec AIA, on choisit alors de fixer la gaussienne avec $\sigma = 0.1 \log T_e$. EM, T_p et α sont donc les trois paramètres libres du modèle de DEM utilisé sur les observations de boucles.

3.1.2 Décalages temporels entre les variations d'intensité des bandes d'AIA

3.1.2.1 Le refroidissement généralisé des régions actives

Les raies spectrales qui dominent dans les bandes spectrales coronales des imageurs EUV sont collisionnelles. Lors de variations de densité, les variations d'intensité, qui proportionnelles à l'EM, sont donc simultanées (voir équation 3.4). Ce n'est pas le cas lors des variations de températures : les bandes spectrales répondent graduellement en fonction de leurs pics de réponse en température (voir Figure 2.2), comme décrit ci-dessous.

Bien que les boucles chaudes que l'on observe soient nécessairement entretenues par des phases de chauffage (plus ou moins régulières), l'observation de ces phases de chauffage en elle-même n'est pas accessible actuellement. En effet, d'après plusieurs modèles de chauffage (e.g., Reale et al. 2007), les phases de chauffage du plasma des boucles se font à faible densité et donc à faible mesure d'émission. Elles ne sont donc pas visible dans les observations. Cependant, les phases de refroidissement du plasma sont largement observées. On observe alors une couronne en perpétuel refroidissement. Ce phénomène est bien connu dans la littérature, *via* des observations et des modélisations de boucles coronales : (e.g. Warren et al. 2002; Winebarger et al. 2003; Winebarger & Warren 2005; Ugarte-Urra et al. 2006, 2009; Mulu-Moore et al. 2011; Warren et al. 2011; Viall & Klimchuk 2011, 2012, 2013).

Ce refroidissement des régions actives est en fait visible dans l'évolution des séries temporelles entre chaque bande spectrale dans le cas d'un imageur ou de chaque raie spectrale dans le cas d'un spectromètre (certaines études combinent les deux). Prenons le cas d'une étude avec un imageur seul (AIA par exemple), on observe pratiquement les mêmes structures dans les courbes de lumière de chaque bande spectrale mais pas de façon simultanée. En effet, les variations d'intensité sont d'abord visibles dans les bandes spectrales les plus chaudes, c'est-à-dire celles qui ont un pic de réponse chaud, puis dans les bandes spectrales les plus froides. La Figure 3.3, tirée de Warren et al. (2011), montre deux exemples d'observations de décalages temporels entre les variations d'intensité des bandes 131 Å, 94 Å, 335 Å et 171 Å d'AIA. Dans ces deux cas de petites éruptions solaires, les bandes spectrales répondent graduellement à partir du pic de température atteint lors de l'événement énergétique. Sur la partie de gauche de la figure, l'événement est d'abord visible dans la bande 131 Å, puis 94 Å, 335 Å et 171 Å. La température est

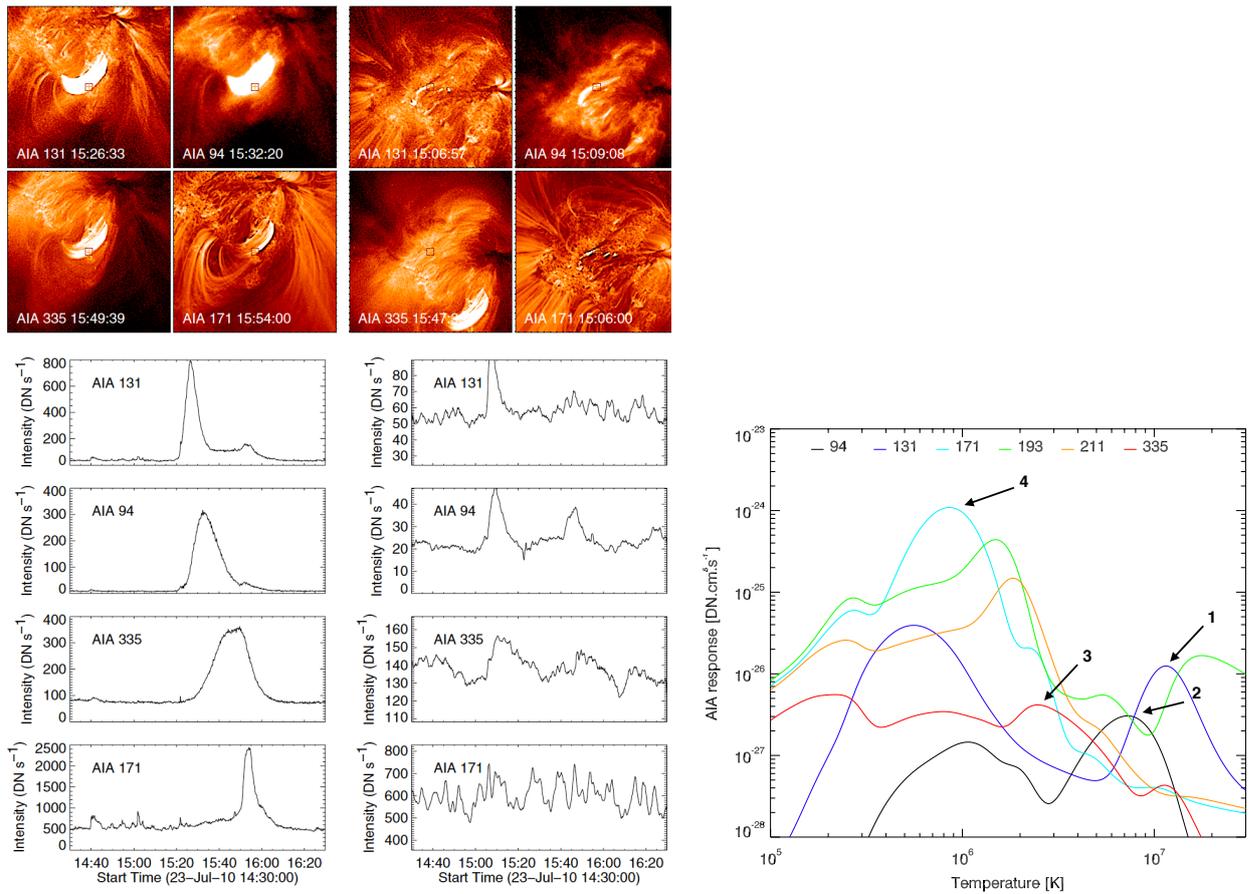


FIGURE 3.3: **À gauche** : décalages temporels observés entre les bandes 131 Å, 94 Å, 335 Å et 171 Å de SDO/AIA lors de petites éruptions solaires, d'après Warren et al. (2011). **À droite** : fonctions de réponse en température pour les six bandes coronales d'AIA (identique à la Figure 2.2). Les flèches numérotées indiquent l'ordre successif des pics de température atteints pour les bandes montrées dans la figure de gauche.

passée par les pics à 10 MK, 7 MK, 2 MK et 0.9 MK qui correspondent à chacune de ces bandes, et ce sur quelques dizaines de minutes. L'événement de droite montre une évolution semblable bien que les intensités montrent plus de variabilité temporelle.

3.1.2.2 Quelles informations sur les phases de chauffage et de refroidissement des boucles ?

Dans [Viall & Klimchuk \(2012\)](#), les auteurs présentent des cartes de décalages temporels par paires de bandes spectrales d'AIA. Ces cartes permettent de visualiser ce refroidissement à large échelle, sur toute une région active. En calculant les valeurs de corrélations croisées entre les courbes intensité par paires de bandes, et ce pour chaque pixel de champ de vue, ils récupèrent le décalage temporel entre les courbes (voir aussi Section 3.1.2.3). Le décalage temporel en secondes correspondant alors à la valeur de corrélation croisée maximale entre les courbes d'intensités des deux bandes utilisées. Un exemple de ces cartes, réalisées sur une séquence de données de 12 heures, est présenté sur la Figure 3.4. On peut alors visualiser les décalages temporels entre la bande 335 Å et les autres bandes (193 Å, 171 Å et 131 Å). Dans le cas des décalages temporels positifs, la plasma se refroidit depuis le pic de température atteint dans la bande 335 Å² et atteint progressivement les pics de température des autres bandes, qui sont plus froids. Sur les cartes représentées, les décalages temporels entre la bande 335 Å et les autres bandes (193 Å, 171 Å et 131 Å) sont majoritairement positifs : c'est d'abord la bande 335 Å qui répond. Ces cartes montrent donc parfaitement le caractère omniprésent de ce refroidissement.

Cette méthode permet d'analyser toutes les structures qui composent une région active sans soustraction de fond et/ou identification et suivi de structures. Cette technique d'analyse des boucles coronales sont très souvent utilisées (voir Section 1.2.2.1) mais les incertitudes qu'elles introduisent ne sont pas forcément bien comprises. De plus, il est difficile voire impossible d'isoler et de suivre des boucles individuelles sur plusieurs heures. En effet, comme nous l'avons déjà vu Section 1.2.2.2, le temps de vie d'une boucle individuelle est de l'ordre de seulement 15 à 80 minutes ([Winebarger et al. 2003](#); [Winebarger & Warren 2005](#); [Ugarte-Urra et al. 2009](#)).

Pour [Viall & Klimchuk \(2012\)](#), le refroidissement généralisé n'est pas observable uniquement car le chauffage intervient à faible mesure d'émission, il serait révélateur du caractère impulsif du chauffage. Les phases de chauffage seraient trop rapides pour être observées, ou du moins ces contributions seraient noyées par le comportement dominant des éléments de plasma en phase en refroidissement.

Les auteurs concluent de cette étude (et la série de papiers qui l'accompagne) que :

- le refroidissement des régions actives est omniprésent. Ils observent cependant un comportement différent dans le Soleil calme et aux pieds des boucles chaudes où les décalages temporels sont proches de zéro. Dans [Viall & Klimchuk \(2015\)](#), les auteurs montrent que ces émissions proviennent de la région de transition où les bandes tendent à répondre simultanément. En effet, les variations de température y sont beaucoup plus rapides que dans la couronne, les intensités piquent en même

2. La bande 335 Å est la bande depuis laquelle sont calculés les décalages temporels mais cela n'indique pas la maximum de température atteint par le plasma. Ici, la bande 335 Å est simplement la bande de référence.

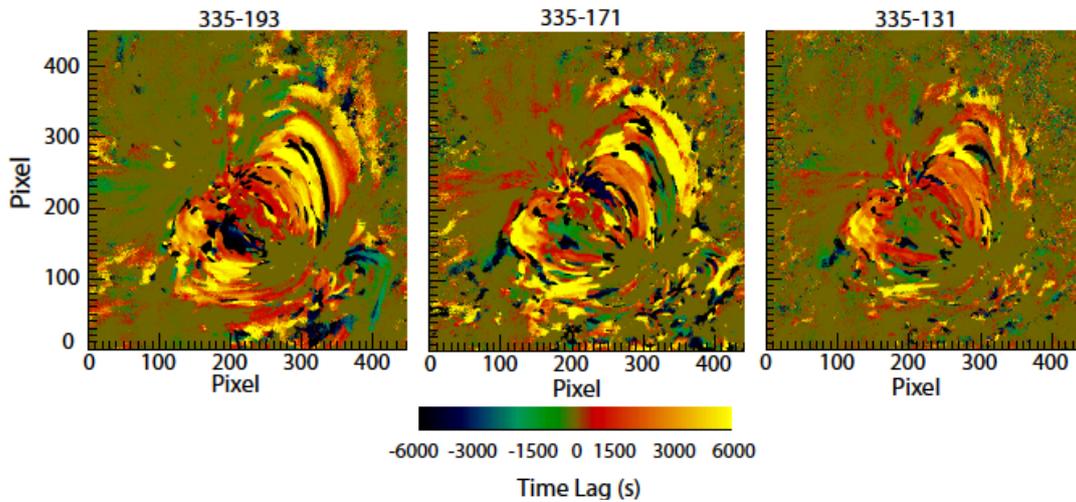


FIGURE 3.4: Carte de décalages temporels pour plusieurs paires de bandes spectrales, dans une région active observée avec SDO/AIA, d'après [Viall & Klimchuk \(2012\)](#).

temps (sur environ 10 minutes, même si les évolutions peuvent être différentes après ces pics) dans toutes les bandes. Notons aussi que ces décalages temporels nuls peuvent indiquer que la température ne passe pas les pics de réponse des bandes.

- ce comportement est cohérent avec un modèle de chauffage impulsif, type tempête de nanoflares, avec une fréquence de répétition inférieure au temps de refroidissement du plasma (voir [Viall & Klimchuk 2013](#)). Le plasma a le temps de se refroidir avant d'être re-chauffé (passage de la bande 335 Å à 171 Å, de plus de 2 MK à moins de 0.9 MK).
- l'ordre des bandes dépend de l'énergie des nanoflares, autrement dit des températures maximales et minimales atteintes dans les boucles. Ceci est possible car les fonctions de réponses en température des bandes d'AIA comportent plusieurs pics, par exemple la bande 94 Å à un pic à ~ 7 MK et un autre à ~ 1 MK. Si le plasma atteint des températures très élevées, proches de 10 MK, il répondra donc dans la bande 94 Å (pic à ~ 7 MK) avant la bande 335 Å (pic à ~ 3 MK). Si la plasma n'atteint pas des températures aussi élevées avant de se refroidir, l'intensité piquera d'abord dans la bande 335 Å (pic à ~ 3 MK) puis dans la bande 94 Å (pic à ~ 1 MK).
- par conséquent, le comportement du coeur de la région active, très chaud (températures >10 MK), n'est pas le même que celui des boucles externes, aux températures inférieures à 4 MK.

3.1.2.3 Implémentation de la méthode

Pour étudier le comportement thermique des boucles qui pulsent en intensité sur des temps très longs, j'ai fait une étude des décalages temporels entre les bandes spectrales en utilisant une méthode semblable à celle développée dans [Viall & Klimchuk \(2012\)](#). J'ai développé un code qui calcule les cartes de décalages temporels par paires de bandes spectrales. Les régions que j'ai étudiées sont en coordonnées héliographiques Carrington et

70 Chapitre 3 : Analyse physique de boucles pulsantes : signatures de TNE

la rotation différentielle est compensée (voir Section 2.2.2.1). J'ai ici utilisé des images avec 1 minute de cadence, chaque cube d'image étant réinterpolé linéairement pour que toutes les dates correspondent à une bande de référence, 94 Å en l'occurrence. Pour augmenter la rapidité de calcul, les opérations (calculs de valeurs de corrélations croisées) ne sont pas effectuées pixel par pixel mais sur les cubes en entier, les cubes sont décalés les uns par rapport aux autres. On obtient donc des cubes de valeurs de corrélations croisées puis des cartes de décalages temporels, en identifiant les maxima dans les cubes de valeurs de corrélations croisées. Pour une valeur de décalage τ entre les cubes, les valeurs de corrélations croisées $P_{XY}(\tau)$ (pour l'ensemble des pixels du champ de vue) sont données par :

$$\text{pour } \tau \geq 0, P_{XY}(\tau) = \frac{\sum_{k=0}^{N-\tau-1} (X_k - \bar{X})(Y_{k+\tau} - \bar{Y})}{\sqrt{\sum_{k=0}^{N-1} (X_k - \bar{X})^2 \times \sum_{k=0}^{N-1} (Y_k - \bar{Y})^2}}, \quad (3.17)$$

$$\text{pour } \tau < 0, P_{XY}(\tau) = \frac{\sum_{k=0}^{N-|\tau|-1} (X_{k+|\tau|} - \bar{X})(Y_k - \bar{Y})}{\sqrt{\sum_{k=0}^{N-1} (X_k - \bar{X})^2 \times \sum_{k=0}^{N-1} (Y_k - \bar{Y})^2}}, \quad (3.18)$$

avec, X une tranche du cube $n^\circ 1$ (à l'instant k) et Y une tranche du cube $n^\circ 2$ et N le nombre de pas de temps, i.e. le nombre d'images de chaque cube.

3.2 Signatures de cycles d'évaporations et de condensations incomplètes dans des boucles coronales chaudes

3.2.1 Présentation des trois cas de pulsations dans des boucles sélectionnés

J'ai appliqué les deux méthodes d'analyse du comportement thermique du plasma, DEM et étude des cartes de décalages temporels, à trois régions actives dans lesquelles j'ai détecté un faisceau de boucles présentant des pulsations d'intensité de longue période. Ces trois cas ont été choisis car ils avaient tous un signal de détection fort, présent dans plusieurs bandes (voire dans toutes les bandes) d'AIA et sur la majeure partie des six jours des séquences de détection (voir Chapitre 2). De plus, ces trois événements de pulsations sont très clairement localisés dans des faisceaux de boucles. Ils sont mis en évidence par les contours de détection tracés par le code automatique qui reproduisent très bien la forme des boucles sous-jacentes.

Les trois cas couvrent plusieurs types de boucles et de périodes :

CAS 1 - Cet événement est détecté dans des grandes boucles en périphérie à la région active NOAA AR 1499, entre le 03 et 10 juin 2012. La période de pulsations est de 9 heures.

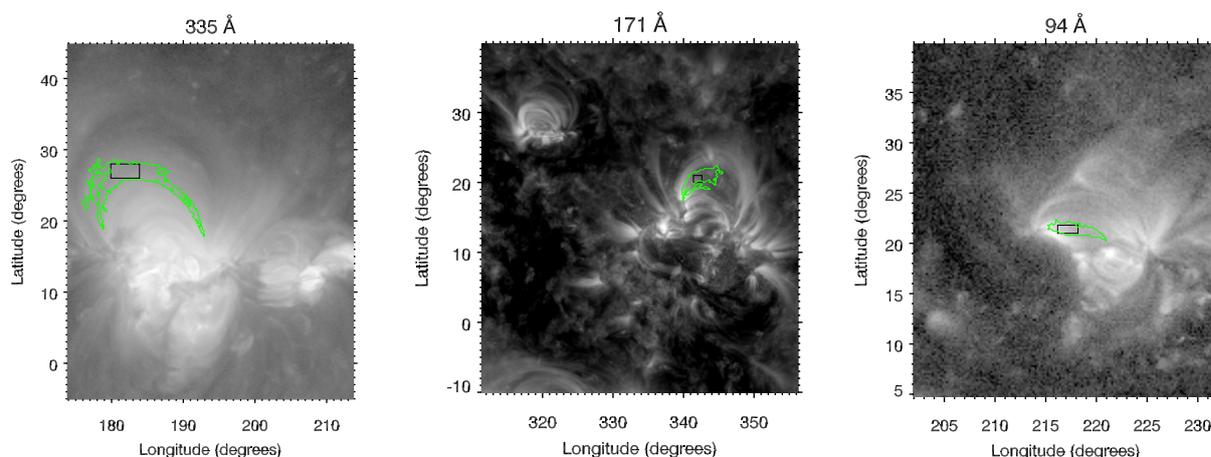


FIGURE 3.5: Les trois cas de pulsations d'intensité de longue période dans des boucles étudiées en détail. Chaque image correspond à un cas et est donnée dans la bande spectrale d'AIA où le signal est le plus fort, respectivement 335 Å, 171 Å et 94 Å. Ces images sont en coordonnées héliographiques Carrington et les intensités présentées sont en échelle logarithmique. Les contours verts sont les contours de détections des pulsations. Les petits contours noirs correspondent à la zone sur laquelle je me suis focalisée pour l'étude présentée dans l'article [Froment et al. \(2015, Article \(A.1.1\), Section 3.2.3\)](#). Ce sont les zones où la puissance en Fourier est la plus élevée.

CAS 2 - Cet événement est détecté dans des petites boucles en périphérie à la région active NOAA AR 11637, entre le 28 décembre 2012 et 02 janvier 2013. La période de pulsations est de 5.6 heures.

CAS 3 - Cet événement est détecté dans des petites boucles dans le coeur de la région active NOAA AR 11268, entre le 07 et 13 août 2011. La période de pulsations est de 3.8 heures.

Ces trois régions sont présentées dans la Figure 3.5, dans la bande spectrale où le signal est le plus fort, respectivement 335 Å, 171 Å et 94 Å. Ces régions ont une activité modérée, il n'y a pas d'éruptions solaires au-dessus de la classe C pendant les six jours d'étude (données GOES, http://www.polarlicht-vorhersage.de/goes_archive).

Les séquences étudiées en détail ne sont pas issues directement du code de traitement automatique, je les ai retravaillées pour que le champ de vue soit centré sur la région active d'intérêt et que les séquences correspondent aux trois jours de données centrales des séquences de six jours. J'ai réduit le temps des séquences pour minimiser les effets de distorsions de l'image qui sont d'autant plus grands que les séquences sont longues et qu'elles incluent des images proches des limbes. On n'essaie pas d'isoler les boucles à étudier, ce serait dénué de sens et impossible sur des temps si longs (voir Section 3.1.2.2). Au lieu de cela, on fait l'analyse sur un petit contour (contour rectangulaire noir, voir Figure 3.5) où le signal est fort et où la phase de la composante périodique est à peu près constante ([Froment et al. 2015](#), voir Figure 10), pour maximiser le rapport signal à bruit.

3.2.2 Analyse thermique des boucles pulsantes

Dans cette section je décris les principaux points et résultats de l'article [Froment et al. \(2015, Article \(A.1.1\)\)](#) qui est présenté dans la Section 3.2.3. Dans [Froment et al. \(2015\)](#),

j'ai étudié en détail les trois cas de pulsations EUV de longue période dans des boucles coronales avec AIA présentés dans la Section 3.2.1. Le but de l'étude était de tirer le maximum d'informations observationnelles (avec un imageur) pour comprendre l'origine physique de ces pulsations.

Résultats liés à la DEM

J'ai utilisé le modèle de DEM présenté dans la Section 3.1.1.4 avec la méthode d'inversion présentée dans la Section 3.1.1.3. Pour chaque pas de temps, j'utilise une DEM moyenne sur le contour d'intérêt (voir Figure 3.5). Les trois paramètres de la DEM : pic de température, pente et mesure d'émission totale montrent une évolution particulière durant les séquences d'étude :

- Il y a des variations périodiques (avec la même période que pour les intensités EUV) de la mesure d'émission totale pour tous les cas (pics de puissance significatifs en Fourier), et dans certains cas du pic de température et de la pente (voir Figures 2 et 5 de Froment et al. 2015, Section 3.2.3).
- Les variations de la pente et de la mesure d'émission totale ont une amplitude assez grande comparée à celle du pic de température. La Figure 3.6 (adaptée de la Figure 9 de Froment et al. 2015, Section 3.2.3) montre les quatre cas extrêmes de la forme de la DEM pendant la séquence d'étude du cas 1 avec, une amplitude de pente de 2 et une amplitude du pic de température de 0.3 MK.
- On note un retard entre l'évolution du pic de température et de la mesure d'émission totale. Celui-ci n'est pas toujours vu (cas 2 et 3) dans les valeurs de corrélations croisées mais il est toujours visible sur les courbes d'évolution des paramètres (voir Figures 2, 14 et 23 de Froment et al. 2015, Section 3.2.3).

La structure thermique du plasma, mise en évidence par la DEM, évolue entre des cas très multithermes (pente faible, voir la courbe verte sur la Figure 3.6) avec une proportion non-négligeable de matériel froid (températures de l'ordre de 10^5 K) le long de la ligne de visée et des cas où le plasma émet à des températures plus resserrées autour du pic de température (pente forte, voir la courbe rouge sur la Figure 3.6). Il y a donc de fortes variations de la quantité de matériel froid le long de la ligne de visée en fonction du temps. Et ce de façon quasi-périodique. En effet, même s'il n'y pas de signal clair en Fourier sur l'évolution de la pente, on a des indications de variations périodiques du matériel froid dans les boucles étudiées. Notamment, et selon le cas étudié, la pente est corrélée avec un ou deux paramètres qui varient périodiquement. De plus il faut noter que cette analyse DEM est soumise à un certain nombre de limitations :

- On sait que les incertitudes sur la valeur de la pente sont grandes (elle est mal contrainte, voir Guennou et al. 2013). La pente de la partie basse température de la DEM est sensible aux variations aléatoires des séries temporelles, ce qui explique que le signal de la pente soit bruité (voir Figures 2, 14 et 23 de Froment et al. 2015, Section 3.2.3). Cependant, on s'intéresse ici aux variations relatives plus qu'aux valeurs absolues des pentes.
- Les émissions qui proviennent des avant-plans et des arrière-plans de la boucle (bien visible dans certaines bandes comme à 131 Å, dominée par l'émission de la région de transition dans le Soleil calme, sur la Figure 1 de Froment et al. (2015, Section 3.2.3)) ont une contribution non négligeable à la DEM et le signal

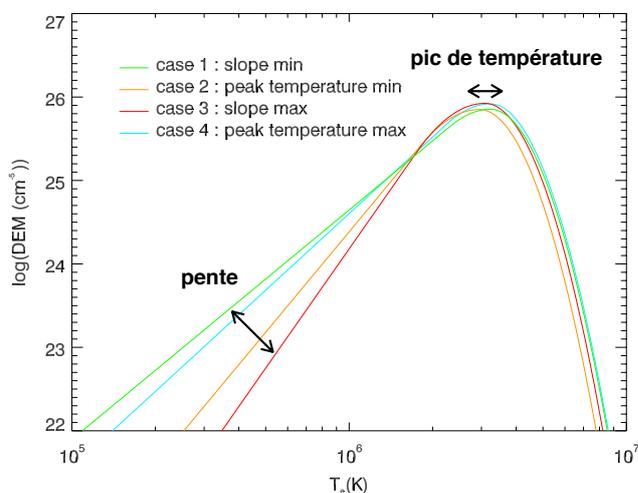


FIGURE 3.6: Cas extrêmes de la forme de la DEM durant la séquence de l'événement 1. Adapté depuis la Figure 7 de Froment et al. (2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3).

provenant des boucles d'intérêt peut se retrouver noyé dans ces émissions.

Le retard entre l'évolution du pic de température et de la mesure d'émission indique un retard entre l'évolution de la température et de la densité. Combiné à des variations périodiques sur des temps longs (quelques heures) de ces paramètres physiques, il permet de rapprocher le comportement des boucles étudiées avec celui attendu en présence de TNE, c'est-à-dire quand la stratification et la fréquence élevées du chauffage imposent un état où il n'y a pas d'équilibre thermique possible pour la boucle (voir Section 1.3). En effet c'est ce qui est prévu par les modèles de TNE : les cycles d'évaporation et de condensation du plasma sont visibles dans l'évolution de la température et de la densité qui évoluent périodiquement avec des périodes de quelques heures, la densité étant en retard sur la température (voir Figure 1.10).

Résultats liés à l'analyse des décalages temporels entre les bandes d'AIA

Les cartes de décalages temporels entre six paires de bandes spectrales d'AIA pour les trois événements (Figures 9, 19 et 28 de l'article, Section 3.2.3) montrent que :

- ➔ Les trois régions ont le même comportement de refroidissement généralisé que la région étudiée par Viall & Klimchuk (2012). On observe de même un comportement différent du cœur des régions actives et des boucles extérieures (différence de température maximale atteinte lors du chauffage), et des zones dominées par l'émission de la région de transition : aux pieds des boucles et dans le Soleil calme (décalage temporels proches de zéro).
- ➔ Les boucles qui pulsent en intensité avec des périodes longues n'ont pas un comportement différent, en terme de refroidissement, du reste des boucles des régions étudiées. Il n'y a pas de discontinuités dans les cartes de décalages temporels entre les boucles pulsantes et les autres boucles des régions actives, notamment les boucles adjacentes (voir Figures 9, 19 et 28 de Froment et al. 2015, Section 3.2.3).
- ➔ Les valeurs des décalages temporels entre les bandes sont de l'ordre de ~ 100 minutes entre la bande la plus chaude et la bande la plus froide ce qui est cohérent avec ce qu'observent Viall & Klimchuk (2012). Les boucles pulsantes que l'on ob-

serve étant très grandes, ce n'est pas étonnant qu'elles se refroidissent sur des temps très longs.

Les faibles valeurs de corrélations présentes dans certaines zones des cartes interviennent surtout quand les bandes sont éloignées en température (et donc en temps). En effet, plus les bandes sont éloignées dans le temps, plus les séries temporelles ont des chances d'être décorrelées (variations à petite échelle temporelle).

Une méthode originale de soustraction de l'émission des avant-plans et des arrière-plans

De la même façon que pour la DEM, l'analyse des décalages temporels entre les bandes d'AIA peut être altérée par l'émission des avant-plans et des arrière-plans des boucles d'intérêt. J'ai donc utilisé une technique de soustraction de ces émissions pour produire des cartes de décalages temporels uniquement valables pour les boucles pulsantes. Ces cartes, en complément de celles réalisées avec les intensités non "nettoyées" des images, permettent de confirmer que les boucles pulsantes en elles-mêmes se refroidissent et que ce comportement ne provient pas uniquement des avant-plans et des arrière-plans.

Pour cela, j'ai utilisé les cartes de phases à la fréquence f de pulsations de boucles pour chaque bande spectrale (Froment et al. 2015, Section 3.2.3, voir Figure 10 pour le cas 1). En soustrayant ces cartes par paires de bandes on obtient donc un décalage de phase $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$, qui peut être converti en décalage temporel $\Delta t = \frac{\Delta\Phi}{2\pi f}$. Le signal des cartes obtenu n'a alors de sens que pour les boucles pulsantes, c'est-à-dire là où il y a de la puissance dans l'espace de Fourier. Dans le reste du champ de vue les phases sont aléatoires et donc les décalages temporels aussi.

Ces cartes permettent de confirmer le refroidissement des boucles pulsantes en intensité, déjà observé avec les cartes semblables à celles de Viall & Klimchuk (2012). De plus, on utilise ici une technique de soustraction des avant-plans et arrière-plans des boucles qui permet d'isoler le signal d'intérêt sans *a priori* sur l'émission de ces avant-plans et arrière-plans.

3.2.3 Article (A.1.1) : Evidence for Evaporation-incomplete Condensation Cycles in Warm Solar Coronal Loops

En résumé, les différentes analyses de l'article Froment et al. (2015, Article (A.1.1)), décrites succinctement dans la Section 3.2.2, montrent que :

- Il y a des variations périodiques de la proportion de matériel froid le long de la ligne de visée (variations périodiques de la DEM), ce qui permet de relier ce phénomène de pulsations d'intensité à des mécanismes de chauffage des boucles.
- Les périodes de quelques heures dans l'évolution de la température et de la densité **ET** le décalage temporel entre l'évolution de ces deux paramètres du plasma indiquent que ce phénomène est compatible avec ce qui est prédit par les modèles de TNE (voir Section 1.3).
- Les articles de Lionello et al. (2013); Mikić et al. (2013); Winebarger et al. (2014) montrent que le TNE dans les boucles n'implique pas forcément des événements de type pluie coronale. Les auteurs produisent du TNE dans des boucles chaudes dans

leur simulations, sans effondrement de la température vers des températures chromosphériques et sans augmentation importante de la densité. L'absence de décalage temporel entre les variations d'intensité dans les bandes 171 Å et 131 Å semble indiquer que la température du plasma dans ces boucles, en moyenne, ne descend pas en dessous du pic de réponse de 171 Å (0.8 MK). Les observations de boucles pulsantes peuvent donc être rapprochées de ces simulations et être comprises en terme de **cycles d'évaporations et de condensations incomplètes**.

- Il faut noter cependant que ces observations sont liées à la résolution d'AIA ainsi qu'à la sensibilité en température des bandes spectrales de l'instrument. Les condensations pourraient donc être complètes mais ici ne peut pas préciser le comportement du plasma de ces boucles à basse température (c'est-à-dire en dessous de 0.8 - 0.5 MK) et à très haute résolution spatiale comme il le faudrait pour observer de la pluie coronale (e.g. [Antolin et al. 2015b](#)). Le terme condensation "incomplètes" correspond donc ici au comportement moyen observé avec AIA.
- Le TNE implique un chauffage quasi-constant et très stratifié en altitude. Ces pulsations sont donc la manifestation d'une repartition spatiale et temporelle particulière du chauffage.
- D'autres scénarios sont explorés pour expliquer ces pulsations, comme des tempêtes périodiques de nanoflares, mais nous ne savons pas encore expliquer comment ces phénomènes stochastiques pourraient être périodiques.

EVIDENCE FOR EVAPORATION-INCOMPLETE CONDENSATION CYCLES IN WARM SOLAR CORONAL LOOPS

C. FROMENT¹, F. AUCHÈRE¹, K. BOCCHIALINI¹, E. BUCHLIN¹, C. GUENNOU^{2,3}, AND J. SOLOMON¹

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, Bâtiment 121, CNRS/Université Paris-Sud, F-91405 Orsay cedex, France; clara.froment@ias.u-psud.fr

² Instituto de Astrofísica de Canarias, C/ Vía Láctea, s/n, E-38205, La Laguna, Tenerife, Spain

³ Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, E-38206 La Laguna, Tenerife, Spain

Received 2015 February 25; accepted 2015 April 16; published 2015 July 9

ABSTRACT

Quasi-constant heating at the footpoints of loops leads to evaporation and condensation cycles of the plasma: thermal non-equilibrium (TNE). This phenomenon is believed to play a role in the formation of prominences and coronal rain. However, it is often discounted as being involved in the heating of warm loops because the models do not reproduce observations. Recent simulations have shown that these inconsistencies with observations may be due to oversimplifications of the geometries of the models. In addition, our recent observations reveal that long-period intensity pulsations (several hours) are common in solar coronal loops. These periods are consistent with those expected from TNE. The aim of this paper is to derive characteristic physical properties of the plasma for some of these events to test the potential role of TNE in loop heating. We analyzed three events in detail using the six EUV coronal channels of the *Solar Dynamics Observatory*/Atmospheric Imaging Assembly. We performed both a differential emission measure (DEM) and a time-lag analysis, including a new method to isolate the relevant signal from the foreground and background emission. For the three events, the DEM undergoes long-period pulsations, which is a signature of periodic heating even though the loops are captured in their cooling phase, as is the bulk of the active regions. We link long-period intensity pulsations to new signatures of loop heating with strong evidence for evaporation and condensation cycles. We thus simultaneously witness widespread cooling and TNE. Finally, we discuss the implications of our new observations for both static and impulsive heating models.

Key words: Sun: corona – Sun: oscillations – Sun: UV radiation

1. INTRODUCTION

The heating mechanism(s) of coronal loops that generate million-degree plasma and maintain them at such temperatures remain unknown. Some of the main challenges are to match observational results with model predictions and to find signatures specific to some heating process. Among heating models, two different kinds of scenarios can be differentiated: impulsive heating scenarios and quasi-continuous scenarios.

Small-scale impulsive heating scenarios are referred to as “nanoflares”. A nanoflare consists of a relatively low-energy impulsive event occurring through the reconnection of loop strands (e.g., Cargill & Klimchuk 1997; Klimchuk 2006; Patsourakos & Klimchuk 2006). If many of these stochastic events happen close in time in the loops, we have what is called a nanoflare storm. The nanoflare term was first proposed by Parker (1988), and since then signatures of such events have been investigated. Heating by nanoflares can produce million-degree-type loops (Guarrasi et al. 2010) as well as very high temperature loops ($T > 5$ MK; Cargill 1994; Klimchuk 2006), which is one of the main strong points of heating by nanoflares.

The other class of scenarios involves continuous or quasi-continuous heating concentrated at the footpoints of the loops. Numerical simulations show that in that case, the loops can undergo cycles of evaporation and condensation, a phenomenon called thermal non-equilibrium (TNE). TNE processes are known to play an important role for prominences (Antiochos & Klimchuk 1991; Karpen et al. 2006) and coronal rain (Müller et al. 2005). Coronal rain is considered to be the consequence of “catastrophic cooling” events, as seen in numerical simulations of TNE (Müller et al. 2003, 2004). Antolin et al. (2010) connect coronal rain to coronal heating mechanisms by means of a comparison between observations

and MHD simulations of loops heated at the footpoints. This heating produces condensation-evaporation cycles which, in case of strong plasma condensation at the loop apex, form “blobs” of cold plasma ($T \sim 0.1$ MK). Motions of these blobs were observed by De Groof et al. (2004) with the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT; Delaboudinière et al. 1995) on board the *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO; Domingo et al. 1995) and by Schrijver (2001) with TRACE (Handy et al. 1999).

Mok et al. (2008) consider that TNE could also be involved in the formation of coronal loops. In their simulations, heating concentrated at the footpoints leads to condensation-evaporation cycles. The temperature oscillates with a period of about 16 hr. However, the role of TNE in the heating of warm coronal loops has often been discarded, as simulations are not able to reproduce all of the observational constraints (Klimchuk et al. 2010).

Nevertheless, oversimplifications of the model geometry could explain these inconsistencies with observations. Lionello et al. (2013) present an analysis of synthetic images of an active region, obtained from 3D-hydrodynamic simulations, that seems to be consistent with observational results. In their paper, the authors analyzed emission from loops in the same way as if they were analyzing real images with diagnostics confirmed by Winebarger et al. (2014). They successfully confirmed that the loops extracted reveal seven fundamental characteristics of warm loops. In this series of papers, Mikić et al. (2013) explore the influence of the geometry of the loops and the symmetry of the heating in 1D models. Some cases lead to “catastrophic cooling” events which they called “complete” condensations. However, in other configurations,

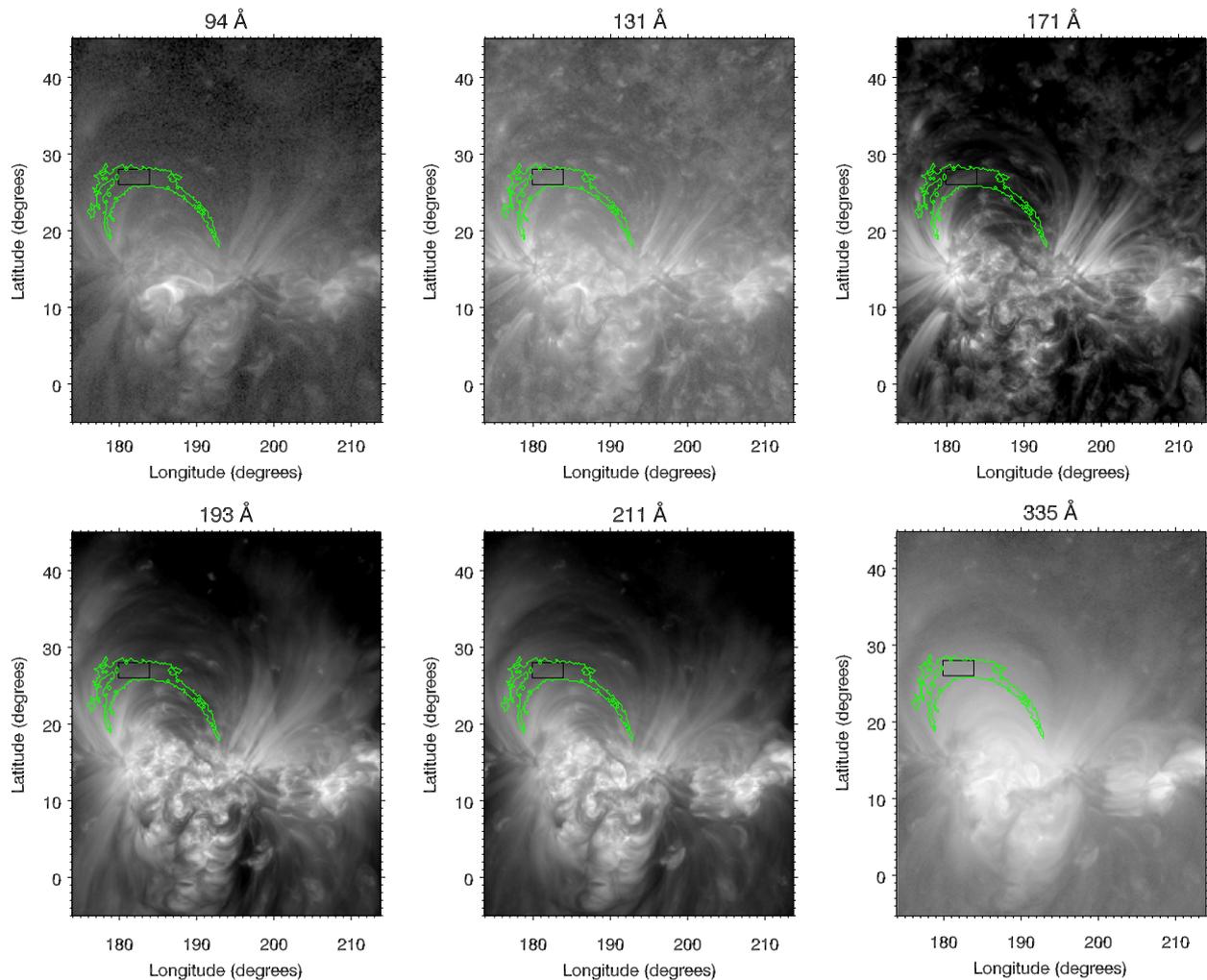


Figure 1. Individual frames for event 1 for the six coronal channels of SDO/AIA on 2012 June 07 at 13:47 UT. This event is localized in NOAA AR 11499. These images are displayed with a logarithmic scale and in heliographic coordinates. The green contour delimits the area manually selected for detailed time series analysis.

loops remain stable to temperatures above 1 MK when only “incomplete” condensations are formed.

Recently, long-period (several hours) intensity pulsations have been found to be very common in active regions, especially in loops (Auchère et al. 2014). These pulsations are likely new observational signatures of the heating processes in coronal loops.

In this paper, we analyze in detail some long-period pulsation events found in loops to investigate the physical mechanisms involved, using data from the Atmospheric Imaging Assembly (AIA; Boerner et al. 2012; Lemen et al. 2012) on board the *Solar Dynamics Observatory* (SDO; Pesnell et al. 2012). This allows us to track long-period intensity pulsation events simultaneously in six coronal EUV channels: 94, 131, 171, 193, 211, and 335 Å. Compared to the previous analysis in one EIT band (Auchère et al. 2014), we can now perform physical diagnostics of the plasma. The three cases that we present here show strong evidence for cycles of evaporation and incomplete condensation. First, we present the analyzed data in Section 2.1. Then, we move to the physical analysis with a differential emission measure (DEM)

diagnostic in Section 2.2 and we give evidence for widespread cooling in Section 2.3.

2. ANALYSIS OF 3 TYPICAL LOOP EVENTS

2.1. Data Sample

In order to detect long-period intensity pulsation events, we use the automatic detection algorithm developed by Auchère et al. (2014). The algorithm treats sequences of about 6 days of data at a cadence of 13 minutes, which represents about 600 images. For each sequence, a region of interest (ROI) is tracked by mapping these images into heliographic coordinates (with a resolution of 0.2° in longitude and latitude) and compensating for differential rotation. The data cube is analyzed in Fourier space (obtained by a Fourier transform of the data cube along the time axis) with respect to several criteria, the main one being a detection threshold 10σ above an estimate of the average local power. Using the database of images of EIT/SOHO in the 195 Å passband, from 1997 January to 2010 July, Auchère et al. (2014) reported 917 long-period intensity pulsation events. About half of these events have been detected

in active regions and 50% of these have been visually associated with loops.

Here, we analyze data from AIA using the same detection algorithm. The AIA raw data are read with the routine `read_sdo` from the Interactive Data Language SolarSoftware library. We normalize the intensities by the exposure time, and so they are expressed in $\text{DN}\cdot\text{pix}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ (DN: Digital Number). In order to increase the signal-to-noise ratio (S/N), we start from 4×4 binned images since the detected regions are large (larger than the typical area of bright points). In addition, given the detected periods, we use a cadence of 13 minutes. The differential rotation is compensated for all passbands with the rate measured in the 195 \AA passband of EIT⁴ (Hortin 2003; Auchère et al. 2014), which corresponds to the average 1 MK corona. For more details about the detection algorithm, readers should refer to Auchère et al. (2014). For the Fourier analysis (Sections 2.1 and 2.2) and all of the cross-correlation computations, we resample the time series using a linear interpolation to ensure a regular cadence. We checked that the resampling does not affect the detection of long-period pulsations in the Fourier analysis, as it affects only high frequencies. See Auchère et al. (2014, Appendix A: Sources of spurious frequencies) for details about sources of spurious detections. Since the time series have about 300 images (sequences of three days of data), the 10σ detection threshold corresponds to a confidence level of 99%.

From 2010 May to 2013 December, the code detected about 2000 events. As for the EIT-based study, 50% are localized in active regions and about half of them are visually associated with loops. Since we detect some events that have also been detected with EIT (in 2010 May), we can discard definitely instrumental artefacts as the cause for these long-period intensity pulsations. Furthermore, since we do not apply any filter to the data before Fourier analysis, it is also unlikely that these events are an artefact of processing. Among the detected events, we choose to analyze three events showing a strong signal in loops, in order to investigate the underlying physical processes in detail. These three events cover a large range of periods. For the first event, the power peaks around $30.7 \mu\text{Hz}$, i.e., 9.0 hr, for the second around $49.9 \mu\text{Hz}$, i.e., 5.6 hr, and for the third around $72.9 \mu\text{Hz}$, i.e., 3.8 hr. We can thus explore the possible relationship between frequency and physical properties. The three active regions with pulsating loops are also very different with respect to their size. In addition, the three tracked active regions have moderate activity with no flares above C-class. To simplify the reading and because we reach the same conclusions with the three events, we only present event 1 in detail in the core of the text. Events 2 and 3 are presented, respectively, in Appendices A and B with the same progression.

Figure 1 represents the heliographic field of view for event 1 on 2012 June 07 at 13:47 UT in the six coronal channels of SDO/AIA. We tracked NOAA AR 1499 during 154 hr (i.e., more than 6 days), from June 03, 2012 18:00 UT to 2012 June 10 04:29 UT. In order to minimize distortion effects due to the heliographic mapping transformation⁵, we kept only three central days in this sequence of six days, from 2012 June 05 11:14 UT to 2012 June 08 11:16 UT. For the rest of the data

⁴ We assume that the structures rotate with the same velocity independently of the channel used.

⁵ Distortion of the structures is more important close to the limb and if the structures are tracked for a long time.

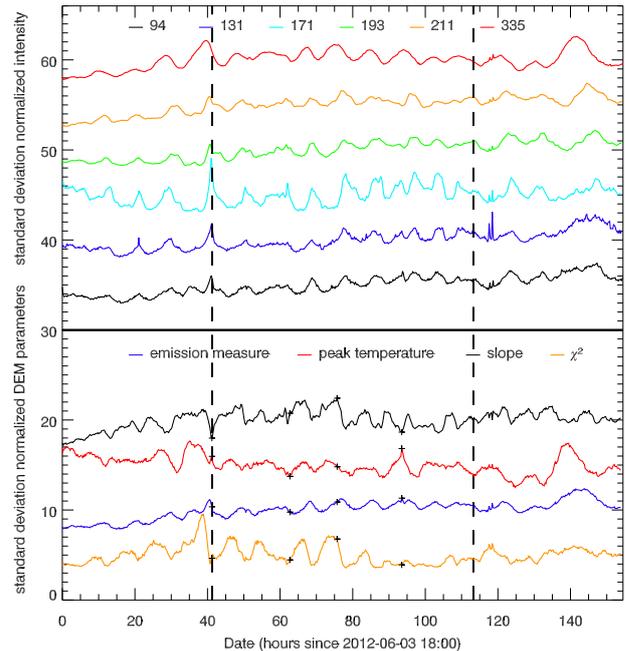


Figure 2. Six light curves and the evolution of the three free parameters of the DEM model (plus χ^2) from June 03, 2012 18:00 UT to 2012 June 10 04:29 UT for event 1. We have used mean intensities and mean DEM parameters in the small black contour (Figure 1). All these curves are normalized to standard deviation and offset by 5.0 along the y axis. Between DEM curves on the bottom and light curves on the top, there is an offset of 15.0 in the y axis. We restrict our analysis to the middle of the sequence (marked by the vertical dashed lines) in order to minimize distortion effects (see Section 2.1 for details). Plus signs indicate instants chosen for the four cases of DEM shape in Figure 7.

analysis we will use this short sequence, unless otherwise stated. The green contour in Figure 1 delimits the area of pulsations detected at 335 \AA , which is the passband with the strongest signal (see. Figure 4). This contour is centered on 182.9° longitude and 25.3° latitude and has an area of 45.5 heliographic square degrees (corresponding to 5271 Mm^2 on the sphere). This contour fits the shape of large loops visible in images. We manually selected a smaller contour in black to delimit the area used for detailed time series analysis. This contour is included in the contour detected at 335 \AA and the signal is strong for most of the passbands: more than 7σ of normalized power, averaged over this contour for five passbands (see Figure 4). We choose this contour so that the phases of the periodic components (see Figure 10) are similar in order to maximize the S/N when averaging over several heliographic pixels.

We choose to concentrate on time series of the average parameters in this black contour because isolating pulsating loops and subtracting a background (albeit crucial for most studies of coronal loops) is neither practical nor meaningful for the present analysis. Actually, our time series are much longer than the typical life time of loops: 1000–5000 s (Winebarger et al. 2003; Winebarger & Warren 2005; Ugarte-Urra et al. 2009). Therefore, it is not possible to isolate and track loops over such long times. In Figure 2, we display the six light curves averaged over this black contoured area: 94 \AA in black, 131 \AA in blue, 171 \AA in cyan, 193 \AA in green, 211 \AA in orange, and 335 \AA in red. These light curves are normalized to standard deviation (we subtract the mean curve and divide by the

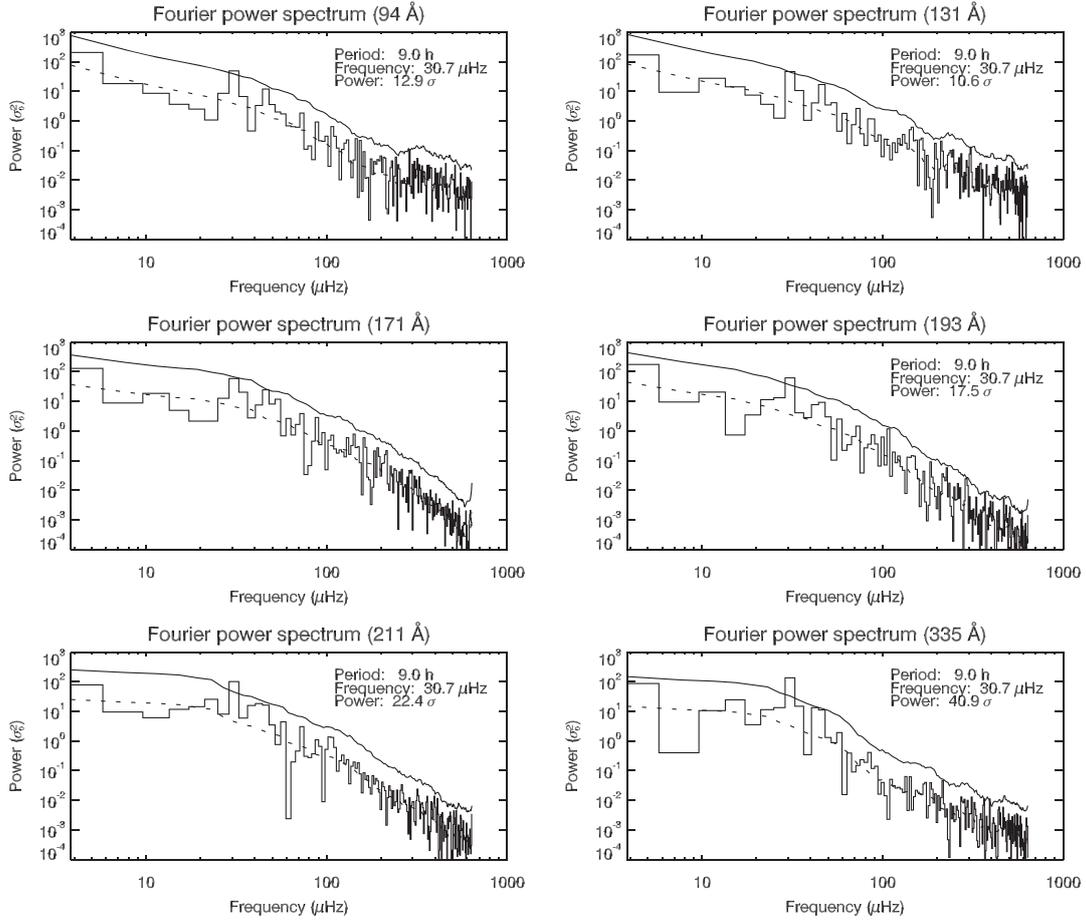


Figure 3. Fourier power spectra for the six AIA coronal channels. These spectra are computed for the light curves between the two vertical dashed lines in Figure 2. The dashed line is the estimate of the average local power. The solid line is the 10σ detection threshold. If a peak of power is above the detection threshold, we display the corresponding period of pulsations and normalized power at the top right of each spectrum.

standard deviation). The vertical dashed lines delimit the short sequence (i.e., three days) used to compute the Fourier spectra.

Figure 3 represents the corresponding Fourier power spectra, normalized to the variance σ_0^2 of these light curves (Torrence & Compo 1998). The dashed line is the estimate of the average local power. The solid line is the 10σ detection threshold.⁶ We consider only peaks of power between 18 and 110 μHz (between 15.4 and 2.5 hr). In the 94, 131, 193, 211, and 335 \AA channels there is a significant peak of power at 30.7 μHz (9.0 hr). The normalized power at these peaks is, respectively, 12.9σ , 10.6σ , 17.5σ , 22.4σ , and 40.9σ . In the 171 \AA passband, there is no peak of normalized power above 10σ . However, there is a 8.9σ peak at the frequency detected in the other bands (30.7 μHz), plus a second 9.3σ peak at 46.1 μHz (6.0 hr). This small peak at 6.0 hr also exists in the 94, 131, 211, and 335 channels with, respectively, 7.4σ , 8.3σ , 8.0σ , and 8.9σ of normalized power. All of these peaks correspond to confidence levels greater than 90%. At 211 and 335 \AA , we may also notice small peaks at 42.2 μHz with, respectively, 7.4σ and 9.2σ of normalized power.

⁶ σ is the averaged power as a function of frequency and is different from σ_0^2 , which is the variance of the time series. In the case of white noise, we would have $\sigma = \sigma_0^2$.

Figure 4 represents the maps of normalized power in heliographic coordinates for the six passbands at the frequency of detection (30.7 μHz , i.e., 9.0 hr) with the same field of view in Figure 1. The normalized power is displayed in logarithmic scale with a saturation at 20σ . As for Figure 1, we displayed the contour detected at 335 \AA in green and the contour that we use for analysis in black. We note that the power is localized in loops for most of the passbands. In the black contour, the normalized power is higher or equal to 7σ on average for all of the passbands, except for 131 \AA where the power is the weakest (5σ in average). This value rises to 19σ at 335 \AA .

2.2. DEM Analysis

2.2.1. Method

We compute the DEM using the method developed in Guennou et al. (2012a, 2012b). To fit the DEM, we use the active region model developed by Guennou et al. (2013) with the six coronal EUV passbands of AIA. This parametric model is designed to represent the shape of the DEM usually observed in active regions (Warren et al. 2011; Winebarger et al. 2011). Four parameters determine the shape (as in Figure 7) of this DEM model:

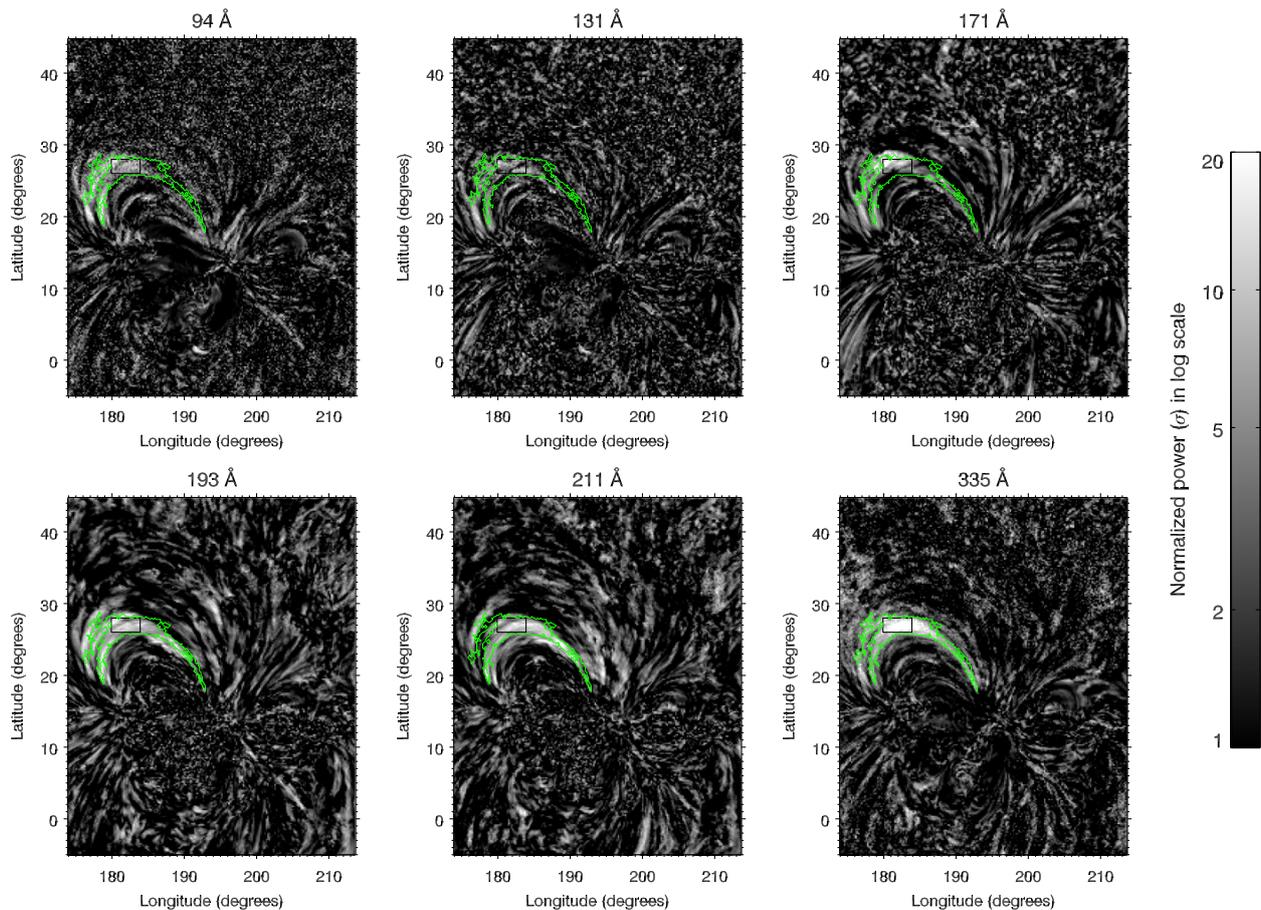


Figure 4. Maps of normalized power at $30.7 \mu\text{Hz}$ (i.e., 9.0 hr) for event 1. These maps are in heliographic coordinates for the six EUV passbands of AIA: 94, 131, 171, 193, 211, and 335 Å. The normalized power is in logarithmic scale, from 1σ to 20σ . The black contour, included in the detected contour in green, is the one used for detailed time series analysis.

1. the slope α of the low-temperature wing represented by a power law;
2. the peak temperature of the DEM;
3. the total emission measure (the integral of the DEM over the electron temperature T_e);
4. the width σ of the high-temperature Gaussian wing. We choose to set this parameter to a fixed value of $0.1 \log T$ as the high-temperature wing of the DEM is poorly constrained by AIA data.

We compute the DEM using the six channels of AIA. For this, we grouped images from the six passbands into sextuplets, allowing for a maximum non-simultaneity of ± 2 minutes.

2.2.2. Results

For event 1, the evolution of the slope, peak temperature, emission measure, and χ^2 residuals (a measure of the adequacy of the chosen model to represent the real DEM), averaged over the black contour introduced in Figure 1, is presented in Figure 2. Figure 5 represents the power spectra of these time series. The peak temperature, the emission measure, and χ^2 present pulsations at the same frequency as the intensity. Actually, there are power peaks at $30.7 \mu\text{Hz}$ (9.0 hr) with, respectively, 20.1σ , 19.9σ , and 12.8σ for these two DEM model parameters and χ^2 . For the slope, there is no significant

power peak but a small peak (7.4σ) at $46.1 \mu\text{Hz}$, the frequency of the secondary peaks found in the power spectra of the light curves (see Figure 3). Even if we found pulsations in χ^2 , the absolute value of χ^2 varies between 0.2 and 1.5, which indicates a generally good fit to the DEM.

Although there is no significant power at the frequency detected in the intensity time series for the DEM slope, we found a correlation between the slope and both the emission measure and the temperature, as seen in Figure 6. The cross-correlation between the peak temperature and the emission measure is shown by a dotted line, and that between the peak temperature and the slope is shown by a solid line with a time shift between -300 and $+300$ minutes. These curves are computed over a duration of about 28 hr, between 62.7 hr after the beginning of the sequence (i.e., on 2012 June 06 08:42 UT) and 90 hr after the beginning of the sequence (i.e., on 2012 June 07 12:00 UT). There is a time lag of -40 minutes for a peak cross-correlation value of 0.7. This means that variations of the slope precede variations of the peak temperature. Between the peak temperature and the emission measure, there is also a correlation. The peak temperature is in advance of the emission measure with a time lag of 119 minutes, for a peak cross-correlation value of 0.5.

If we look at the variations of the absolute values of the DEM parameters (instead of normalizing them by their standard

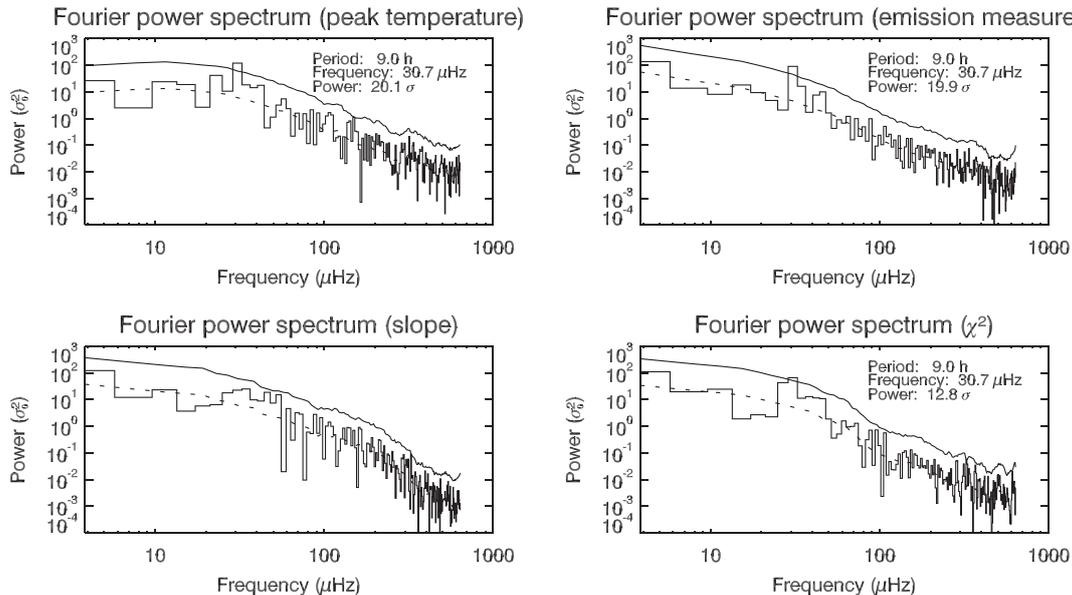


Figure 5. Fourier power spectra for the three parameters of the DEM model for event 1: the peak temperature, the emission measure, and the slope. We also present the Fourier power spectrum for χ^2 . These spectra are computed for light curves between the two vertical dashed lines in Figure 2. The dashed line is the estimate of the average local power. The solid line is the 10σ detection threshold. If a peak of power is above the detection threshold, we display the corresponding period of pulsations and normalized power at the top right of each spectrum.

deviation, as in Figure 2), we note that the amplitude of the variations of the peak temperature is relatively small compared to the variations of the emission measure and the slope: the peak temperature varies from 2.8 MK to 3.1 MK (a relative amplitude of 11%), while there are variations from $2.03 \times 10^{27} \text{ cm}^{-5}$ to $2.82 \times 10^{27} \text{ cm}^{-5}$ for the emission measure (relative amplitude of 38%) and from 2.7 to 4.7 for the slope (relative amplitude of 71%). We note that larger temperature variations are found for event 2 and event 3 (see Appendices A and B).

Figure 7 represents four extreme cases of the shape of the DEM during the sequence. Instants chosen for the four cases are pointed out sequentially by black plus signs in Figure 2. This figure illustrates that of the three parameters of the DEM model, the slope undergoes the largest relative variations. In case 1 (in green), the DEM model is the most multithermal, as the slope reaches a minimum, $\alpha = 2.7$ (on 2012 June 05 11:14 UT), the total emission measure is $2.49 \times 10^{27} \text{ cm}^{-5}$, and the peak temperature is at 3.0 MK. In orange (case 2), we trace the shape of the DEM model when the peak temperature reaches a minimum at 2.8 MK. That happens on 2012 June 06 08:42 UT when the slope $\alpha = 4.0$ and the total emission measure is $2.29 \times 10^{27} \text{ cm}^{-5}$. In red (case 3), on 2012 June 06 21:42 UT, the slope is the steepest with $\alpha = 4.7$. The peak temperature occurs at 2.9 MK and the total emission measure is $2.67 \times 10^{27} \text{ cm}^{-5}$. For case 4 (in blue), the peak temperature reaches a maximum at 3.1 MK. The slope is weaker with $\alpha = 3.0$ and the total emission measure is $2.82 \times 10^{27} \text{ cm}^{-5}$. This last case occurs on 2012 June 07 15:30 UT.

These results show that the DEM changes from a multithermal distribution to a more isothermal distribution and that at least the peak temperature and emission measure vary periodically. In addition, even if the normalized power found in the DEM slope Fourier spectrum is under the detection threshold, there is a clear correlation between slope and peak

temperature, which is another indication that the slope also undergoes periodic variations. Therefore, from the DEM and correlation analysis we conclude that there are periodic changes in the thermal structure of the loops where we have detected long-period intensity pulsations. These periodic modifications of the thermal structure therefore must be a consequence of heating in loops, given that a cooling phase is necessarily preceded by a heating phase. This indicates that these long-period intensity pulsations are linked to loop heating.

2.3. Evidence for Widespread Cooling

2.3.1. Method

We have seen that the thermal structure of the pulsating loops undergoes periodical changes which link these phenomena to loop heating. However, when the thermal structure of these loops evolves from a multithermal case to a more isothermal case, we do not observe heating. As has been shown by several authors, EUV 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). In order to show that this is the case for a large fraction of the active region in which pulsations are detected, we use the method developed in Viall and Klimchuk (2012, hereafter V&K12). V&K12 present an analysis of an active region and show that the plasma is mainly in a state of cooling, as the EUV intensity peaks first in the hotter passbands and then in the cooler passbands. By computing the time lag between several pairs of channels, V&K12 obtain the temporal succession of channels and see that the plasma is cooling down. By using 2 and 12 hr time series, V&K12 derived time lags ranging from a couple of minutes to 1.5 hr. Since the lines dominating the passbands are formed by collisions, variations of the emission measure produce simultaneous variations in the six coronal passbands. On the contrary, temperature variations

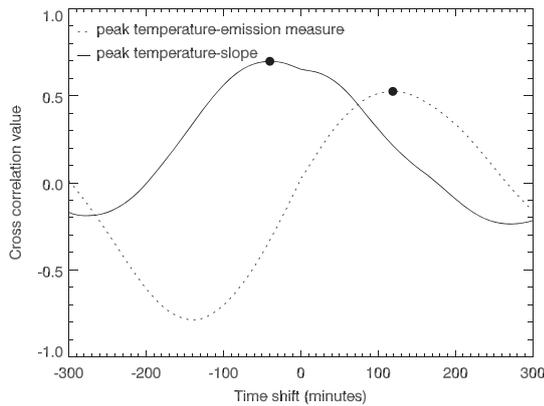


Figure 6. Cross-correlation values for peak temperature/slope in solid line and peak temperature/emission measure in dotted line. We explored time shifts from -300 to 300 minutes. Time lag for each pair of DEM parameters is indicated by a black dot. We used the averaged curves at 1 minute of cadence averaged over the small black contour presented in Figure 1 between 2012 June 06 08:42 UT (63 hr after the beginning of the long sequence) and 2012 June 07 12:00 UT (90 hr after the beginning of the long sequence).

are expected to be gradually reflected in the passbands according to the ordering of the peak temperature response of the channels: 335 \AA (2.5 MK), 211 \AA (2 MK), 193 \AA (1.5 MK), 94 \AA (1 MK and 7 MK), 171 \AA (0.8 MK), and 131 \AA (0.5 MK) (AIA temperature response functions; Boerner et al. 2012; Lemen et al. 2012).

2.3.2. Results

Our results in Figure 8 can be compared with Figure 4 of V&K12. As detailed below, we observe the same behavior as they did, meaning that the plasma in the small black contoured area is cooling.

Figure 8 represents the cross-correlation values for six pairs of AIA channels: 94–335, 335–211, 211–193, 335–193, 335–171, and 171–131. This calculation is made with the averaged light curves in the small black contour seen in Figure 4. Here, we choose a time cadence of 1 minute, as we expect time lags under the 13 minute cadence used previously. We explore time shifts from -300 to 300 minutes (i.e., 5 hr). Time lags are given by the peak cross-correlation value for each pair of channels.

For the 94–335 pair, we obtain a time lag of -121 minutes. This negative time lag indicates that the intensity peaks in the 335 channel before the 94 channel. The temperature response of the 94 channel has two peaks, one cooler than the 335 peak temperature and one hotter. Since 94 peaks after 335, we conclude that the plasma does not reach the temperature of the hot peak of the 94 band. The 193 channel follows the 211 channel with a time lag of 30 minutes. For pairs 335–211, 335–193, and 335–171, time lags are positive and increase gradually with 115, 144, and 153 minutes, respectively. The 171 and 131 channels show no significant time lag (-1 minute) given the time resolution.

Conclusions are more difficult to draw for the 94–335, 335–193, and 335–171 pairs, for which the peak cross-correlation values are, respectively, 0.3, 0.4, and 0.3. Peaks for 335–193 and 335–171 cross-correlations are not well separated and the time lag for 94–335 is smaller in absolute value than the time lag between 335–193 and 335–171. This

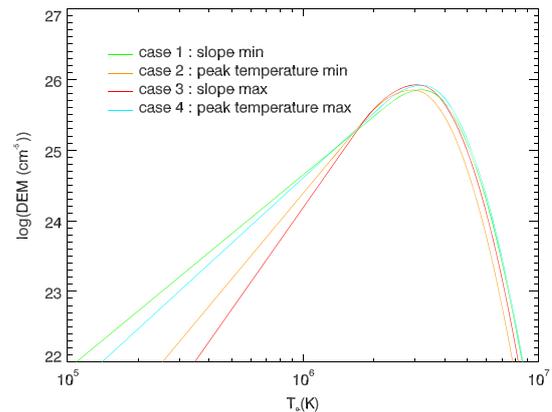


Figure 7. Four extreme cases of the shape of the DEM model (see Figure 2). In green is the shape of the DEM on 2012 June 05 11:14 UT with the minimum slope (case 1) and in red on 2012 June 06 21:42 UT with the maximum slope (case 3). In orange is the shape of the DEM on 2012 June 06 08:42 UT with the minimum peak temperature (case 2) and in blue on 2012 June 07 15:30 UT with the maximum peak temperature (case 4). The four dates corresponding to these cases are represented by plus signs in Figure 2.

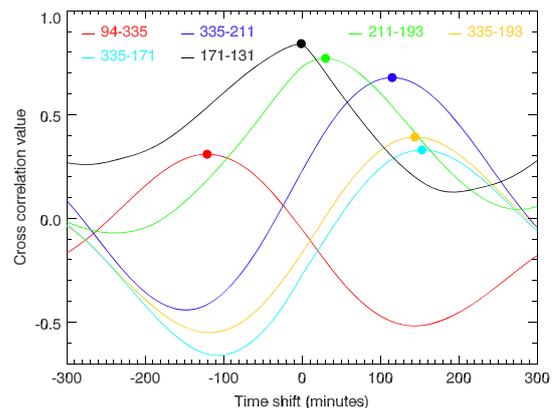


Figure 8. Cross-correlation values for six pairs of AIA channels (event 1): 94–335 (red), 335–211 (blue), 211–193 (green), 335–193 (orange), 335–171 (cyan), and 171–131 (black). We used light curves at 1 minute of cadence averaged over the small black contour presented in Figure 1. We explored time shifts from -300 to 300 minutes. The time lag for each pair of channels is indicated by a colored dot.

can be explained because the 94, 171, and 193 channels are the most distant in time compared to the 335 channel: the emission measure is more likely to change during a longer time and the intensities in these passbands are thus more likely to be de-correlated from that in 335. Moreover, we use longer time series that in V&K12, and thus the passbands are more likely to be de-correlated. Superimposition of structures along the line of sight could also explain this effect since the background contribution may be different in the different passbands.

This analysis can be generalized to the whole active region. We build time lag maps similar to Figures 5–7 of V&K12. For each pair of channels, the time lag for each pixel is given by the peak cross-correlation value of the intensity time series. Our time lag analysis is fully consistent with the widespread cooling observed by V&K12. In particular, we observe the same ordering of channels. We note that this behavior is found in pulsating areas like in the rest of the active region.

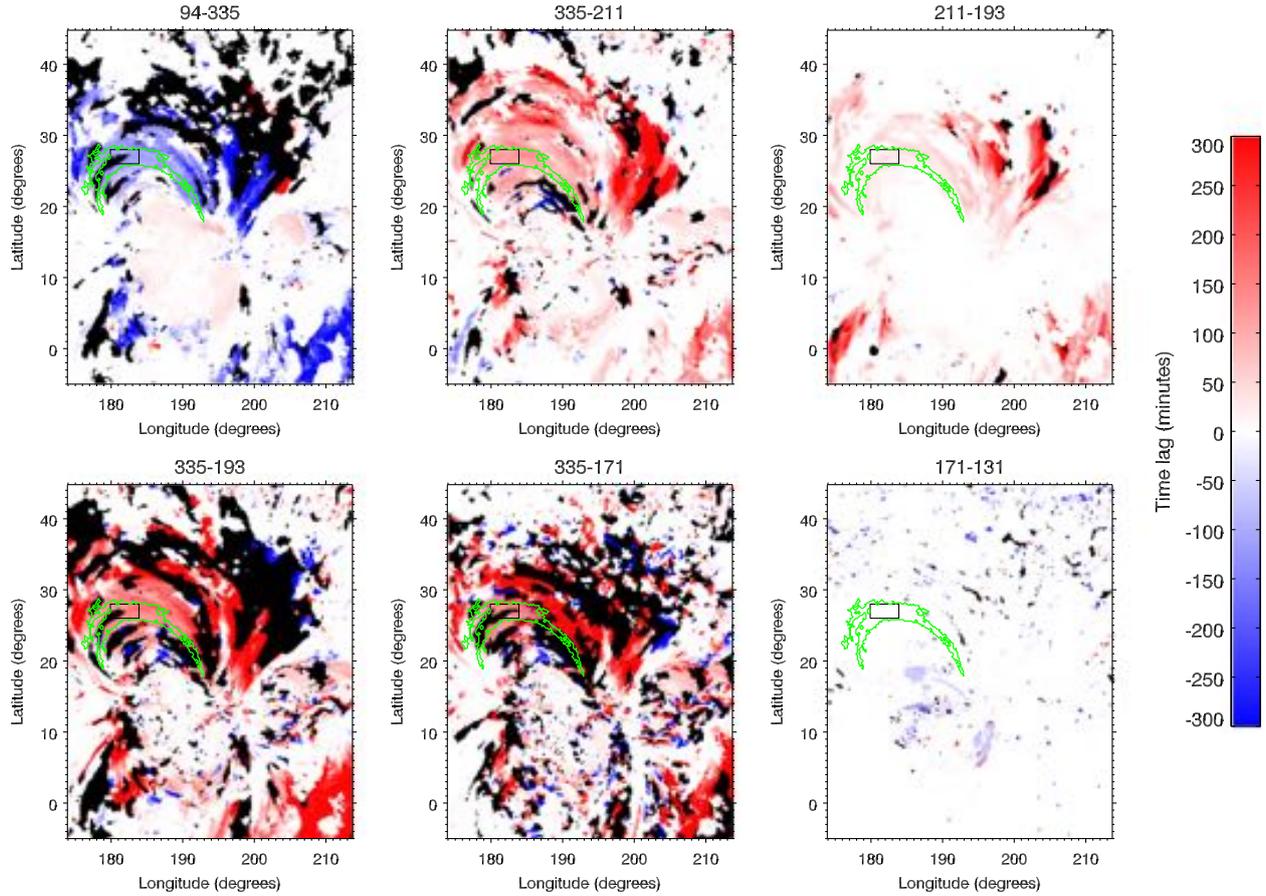


Figure 9. Time lag maps made with peak cross-correlation values for the same six pairs of AIA channels as in Figure 8: 94–335, 335–211, 211–193, 335–193, 335–171, and 171–131. We explored time shifts from -300 to 300 minutes. Black areas represent peak cross-correlation values under 0.2 . The green contour is the detected contour and the black contour is the contour chosen to trace the light curves.

Figure 9 represents time lag maps for the entire active region. Black areas mark regions where the peak cross-correlation value is under 0.2 . In red, the time lag is positive, in blue negative, and in white we have zero time lag. The 335–211, 211–193, 335–193, and 335–171 maps are dominated by positive time lags. In the 171–131 map, we mainly observe a zero time lag. The 94–335 map reveals two different behaviors. In the core of the active region, the time lag is mainly positive, which indicates that the high temperature component of 94 dominates. On the contrary, in the outer loops (including the black contour), the time lag is mainly negative: the low temperature component of 94 dominates. In this method, we do not try to subtract the background and the foreground to isolate the loops. Thus, superimpositions of different structures along the line of sight can occur.

To conclude on the behavior of the pulsating loops with respect to the widespread cooling of the active region, we isolate the pulsating structure in Fourier space: we subtract phase maps at the detected pulsation frequency for pairs of channels, and we convert the phase difference into a time lag. Figure 10 shows the phase maps. There is no clear evidence for variation of phases along the loops. Figure 11 displays the time lag maps obtained with the method of phase maps difference. As can be seen in these maps, the phase difference is only

meaningful in areas with detected pulsations; in other regions, the phases are random and so are the time lags. In this method, the pulsating loops have been isolated and the background and foreground emission, which are assumed not to be pulsating at the detected frequency, are not taken into account in the calculation of time lags. In addition, we can discern the same pattern of time lags in the pulsating loops as in Figure 9, which was obtained with the peak cross-correlation method. Using phase maps to recover time lag between channels allows us to discard the contribution of background and foreground. Moreover, we extract the signal of the pulsating loops pixel by pixel without any assumption on the shape of the structure.

We compare time lags averaged over the contour obtained with the peak cross-correlation method and with the phase difference method in Table 1. In both methods, we find similar time lags and approximately the same ordering of channels. For method 1 (cross-correlations), the time lag for 335–193 is larger than the time lag for 335–171 (145 minutes compared to 142 minutes). Therefore, the intensity peaks first in the 171 channel and then in the 193 channel. For method 2 (phase difference), the time lag for 335–193 is inferior to the time lag for 335–171 (142 minutes compared to 155 minutes). The second method gives a channel ordering that conforms more to the one predicted from a monotonic temperature decrease and

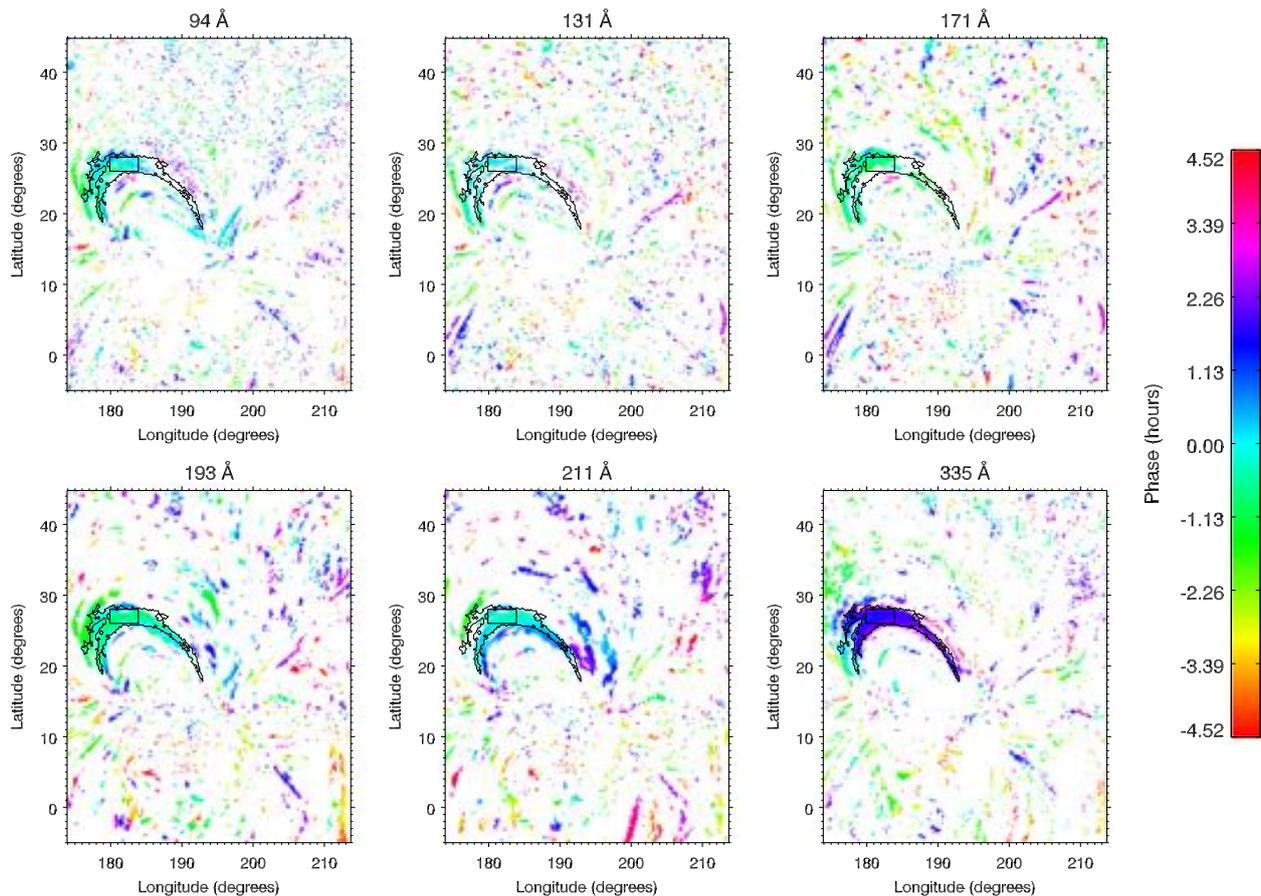


Figure 10. Phase maps at the frequency of detection ($30.7 \mu\text{Hz}$, i.e., 9.0 hr) for event 1. The phase is displayed in minutes with a cyclic color table. Here the detected contour is in black to facilitate reading. Areas with normalized power under 4σ are in white.

from the AIA response functions. Only the 94–335 and 171–131 pairs give a time lag that is not expected in this predicted ordering. Indeed, the absolute value of the time lag of 94–335 (114 minutes) is smaller than that of 335–211 (122 minutes), and thus the intensity peaks in 94 before that in 211. Similar ordering is found with method 1 as the time lags for 94–335 (115 minutes) and 335–211 (113 minutes) are the same given the time resolution. For the 171–131 pair, the time lag is -51 minutes when using method 2 compared to -1 minute when using method 1. Method 2 (phase difference) is limited in some passbands by the Fourier power spectrum at the detected frequency: as the normalized power is weaker for the 171 and the 131 channels, method 2 is more affected by noise, and thus less reliable for the 171–131 pair.

3. DISCUSSION

We selected three cases of long-period intensity pulsations and analyzed them in the six AIA coronal channels. These pulsations have periods of several hours, from 3.8 to 9.0 hr for the selected events. They are strongly visible in most of the passbands and are clearly matching loop structures in active regions. In each case, only some loops among those of the active regions are pulsating.

3.1. Evolution of the Thermal Structure of Pulsating Loops

Multi-spectral analysis with AIA allows us to proceed with a thermal study of these cases. The analysis of the thermal structure, i.e., the distribution and evolution of temperatures and densities, of the loops where pulsations occur reveals periodic variations. The DEM analysis also reveals high amplitude variations in the cool wing of the DEM. We link these variations to a signature of the heating of these loops. The variations in the DEM slope, which are large, can tell us about the timescale of the heating. Even though Guennou et al. (2013) have shown that the DEM slope is poorly constrained, here we interpret only the relative variations of the slope. A steep slope implies that the heated plasma does not have enough time to cool down to lower temperatures, and then that the frequency of individual heating events is high compared to the cooling time. On the contrary, when the slope is weak, a greater quantity of plasma has cooled down before being re-heated, implying a lower frequency of heating.

There are clear pulsations of the total emission measure for the three events studied. For event 1, there is a peak of normalized power above the adopted threshold (99% of confidence level) for the peak temperature. For event 2 and event 3, there are peaks of normalized power, respectively, for the peak temperature and the slope below this threshold but still at high confidence levels. These small peaks have, respectively,

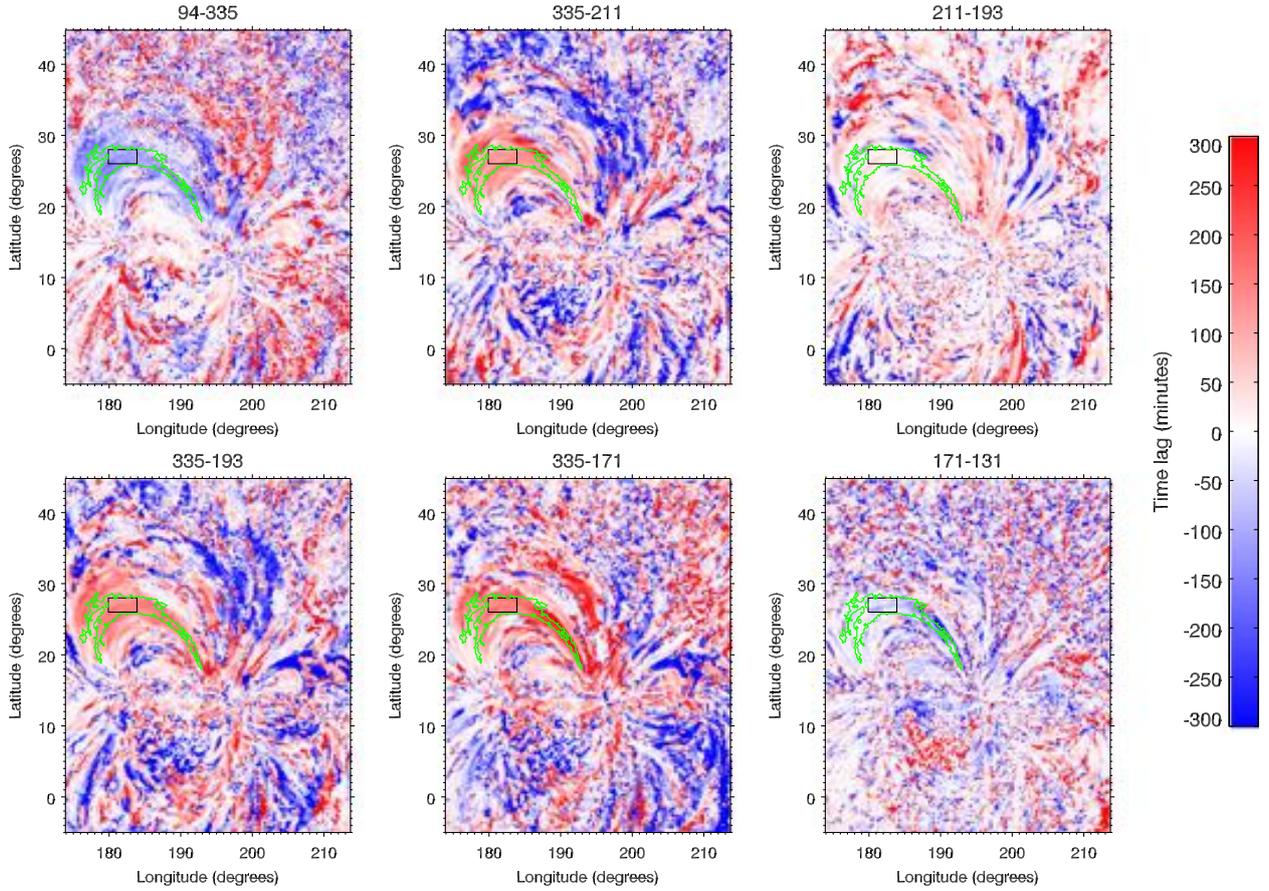


Figure 11. Time lag maps obtained from differences of phase maps (see Figure 10) for the same six pairs of AIA channels as in Figure 8: 94–335, 335–211, 211–193, 335–193, 335–171, and 171–131. We explored time shifts from -300 to 300 minutes. The green contour is the detected contour and the black contour is the contour chosen to trace the light curves.

97% (8.7σ) and 96% (8.4σ) confidence levels. Pulsations do not come out clearly from the Fourier analysis of the slope and the peak temperature. This can be explained by several effects impacting the DEM results.

First, we remind that the DEM analysis is made without any subtraction of the background and foreground emission because it would not be practical or meaningful given that the detected pulsations are much longer than the typical life time of loops. However background emission can be seen in Figures 1, 13, and 22, especially at 131 \AA where we can clearly see the emission from the transition region. Superimposition of structures with different temperature and density conditions can partially hide the signal from the pulsating loops.

Second, the importance of the background and foreground emission can be different in the different passbands. As an illustration, for event 1 where there are no pulsations (given the 99% confidence level) for the DEM slope, the normalized pulsating power is strongest in the hotter channels (193, 211, and 335). The three other which could constrain the cool wing of the DEM may be the most affected by the background and foreground emission. On the contrary, for event 3, pulsations are exclusively visible in the cooler passbands: 94 (i.e., the cool component of 94), 131, and 171.

Third, Guennou et al. (2013) showed that the slope is poorly constrained, and thus sensitive to random variations in the light curves, which may explain why the time series of the slope is itself noisy.

To conclude, the lack of clear pulsations (given the 99% confidence level) for the DEM slope for the three events and for the DEM peak temperature for event 2 and event 3 could come from a combination of the three effects described above. In addition, even if it does not come out clearly from the Fourier spectrum, there are indications of periodic pulsations in the DEM slope from correlation analysis. Therefore, we conclude that there are oscillations in the thermal structure of these loops.

3.2. Widespread Cooling

The studied loops are observed in a state of cooling, as was shown using the same method as V&K12; time lag maps for six pairs of channels show widespread cooling for the three active regions, independent of the pulsating behavior of some of the loops in these active regions. To avoid the effect of the background and foreground emission, we confirm this result using a second method, extracting the pulsating component of the signal in Fourier space.

But why do we only observe cooling? The usual explanation is that the density is too small for the plasma to be detectable during the heating phase. The widespread cooling can also be a signature of heating mechanisms; V&K12 and Viall & Klimchuk (2013) interpret it as a signature of heating by nanoflare storms. In the nanoflare model, indeed, loop strands are heated (by impulsive events) and cool independently (e.g., Warren et al. 2003). In that case, the cooling time of a bundle can be much longer than the typical life time of individual loops. Nevertheless, for Lionello et al. (2013), this widespread cooling is also consistent with quasi-continuous heating, as their model can reproduce long cooling times; they can be also interpreted as superimpositions of loops cooling independently along the line of sight and are not necessarily a signature of impulsive heating mechanisms.

In the time lag maps, we do not notice differences between the pulsating loops and the rest of the active regions. The cooling phase is thus the same for the entire active region, but does not exclude different processes of heating between the pulsating loops and the rest of the active regions. The heating mechanism may or may not be the same inside and outside of the pulsating region, but there is not yet enough information to conclude.

3.3. Possible Physical Explanations for Long-period Pulsations

In order to explain the long-period pulsations seen in the coronal EUV channels and in the thermal structure of warm loops, we can put forward at least two physical explanations depending on the supposed nature of the heating. If it is impulsive, we could envisage periodic nanoflare storms, i.e., nanoflare storms with periodic changes of frequency for individual heating events, from high frequency (short time between nanoflare events) to lower frequency (more time for the plasma to cool down before being re-heated). Then, the DEM would change according to the changes in heating frequency. A change in the frequency of nanoflares might come from coupling between the motions at the footpoints and the magnetic structure of the loops.

On the other-hand, quasi-continuous heating at the loop footpoints would also be a good candidate to explain our observations. This scenario drives a condensation-evaporation cycle (TNE): the plasma condenses at the top of the loops, this material falls toward the footpoints, then chromospheric material from the footpoints evaporates and fills the loops with hot plasma. Actually, even if the role of TNE was often ruled out in the heating of warm coronal loops (Klimchuk et al. 2010), we find that the long-period intensity pulsations observed in loops are consistent with condensation-evaporation cycles. Figure 12 represents the time lag between the peak temperature and the emission measure for the entire field of view for event 1. This map is built by subtracting the phase maps of the DEM peak temperature and of the emission measure at the main frequency detected for event 1. This allows us to obtain the time lag map between the peak temperature and the emission measure for only the periodic component of these parameters. Therefore, pulsating loops at the detected frequency are isolated in Fourier space. This map shows a time lag of 123 minutes on average in the selected contour, which is what we already found in Figure 6 without Fourier filtering. This corresponds to a de-phasing of 81° . This result is to be compared with Figure 6 in Mikić et al. (2013) where they

compare the evolution of the temperature and density at the apex of a symmetric simulated loop with a nonuniform cross-section area and nonuniform heating. The temperature and density of their simulation have cyclic variations with a period of 5.0 hr, which is on the order of the periods that we observed. The density curves have a delay of about 1.5 hr compared to the temperature curve. This implies that the temperature variations always precede the density variations with a de-phasing of approximately 108° . For this simulation, the authors note the development of incomplete condensation cycles localized near the loop legs and a temperature at the loop apex that remains above 1 MK. The observed and modeled de-phasings are comparable, as far as Mikić et al. (2013) use the density and we only have access to the total emission measure.

Even if long-period intensity pulsations are connected to heating processes in loops, these pulsations only occur in some loops of the studied active regions and not in all of the active regions. In other words, why do we not have long-period intensity pulsations in all loops? This could be due to the background and foreground emission as developed earlier in the text. Intrinsic properties of loops could also explain why some loops do not show this kind of pulsation. For Mikić et al. (2013), the plasma response to a steady heating mainly concentrated at the loop footpoints depends on the loop geometry: the uniformity and the symmetry of the cross-sectional area, the symmetry of the loop profile, and the symmetry of the heating profile with different heating functions. The geometry of the loops and of the heating could lead to different condensation strengths which they call “incomplete” and “complete” condensation. This connects TNE processes to both coronal rain and the heating of warm loops.

The wide distribution of observed periods could be due to inherent properties of the loops. In Auchère et al. (2014) a possible relation between the length of the loops and the period of the pulsations was discussed. Here we also note that for these three events, the longer the period of pulsations, the larger the detection area. It remains to be confirmed whether or not the loop length is a good candidate to explain the different periods observed in pulsating loops.

4. SUMMARY AND CONCLUSIONS

Auchère et al. (2014) have shown that long-period intensity pulsations are a common phenomenon in coronal loops. Using the same detection algorithm, we have detected many other cases in the six coronal channels of AIA. Among these, we selected three events detected in three different active regions. The observed pulsations have, respectively, periods of 9.0, 5.6, and 3.8 hr. The normalized power maps of the three studied active regions clearly show that these pulsations are strongly localized in some, but not all loops of active regions. Thus, either the occurrence of these cycles depends on specific loop properties or some events could be masked by the background and foreground emission.

We investigate the physical properties underlying these pulsations. First, by means of a DEM analysis using the active region DEM model from Guennou et al. (2013). We note periodic variations of the shape of the DEM during the sequences studied. The thermal structure of these loops changes periodically from a strong multithermal structure to a more isothermal structure. We link these variations to a signature of heating mechanisms. Moreover, using the same method as in V&K12, we note that the studied active regions are mainly

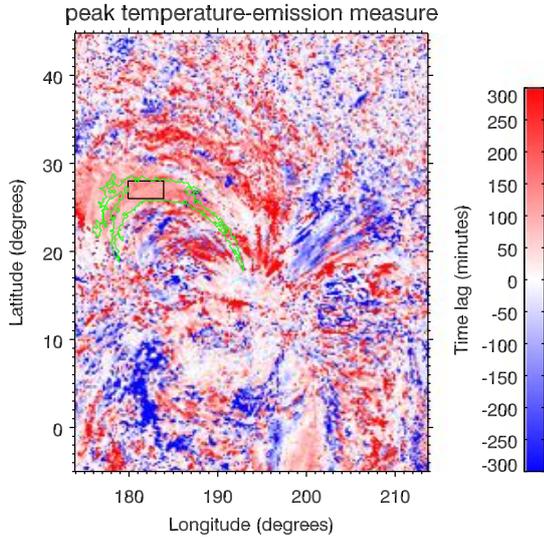


Figure 12. Time lag map obtained from differences of phase maps of the peak temperature and of the emission measure. We explored time shifts from -300 to 300 minutes. The green contour is the detected contour and the black contour is the contour manually selected.

seen in their cooling phase. This is confirmed by extracting in Fourier space the loops at the detected frequency, allowing us to remove contributions from the background and foreground emission. Although this widespread cooling could be linked to nanoflare heating, it does not inevitably imply impulsive heating. In fact, Lionello et al. (2013) shows, by means of 3D-hydrodynamic simulations, that TNE processes could also be consistent with widespread cooling. Our observations bring a new element to this debate. Since these pulsations appear to be common in coronal loops and are linked, as we suggest, to the heating of the plasma, then any model of loop heating must be able to reproduce these new observations.

The SDO/AIA images are available courtesy of NASA/SDO and the AIA science teams. This work made extensive use of the AIA archive at MEDOC, <http://medoc-sdo.ias.u-psud.fr>.

APPENDIX A
EVENT 2

A.1 Data Sample

Figure 13 shows images of a second example of pulsating loops with a long period on 2012 December 30 at 21:28 UT. For event 2, the NOAA AR 11637 was tracked from 2012 December 28 10:00 UT to 2013 January 02 18:42 UT (i.e.,

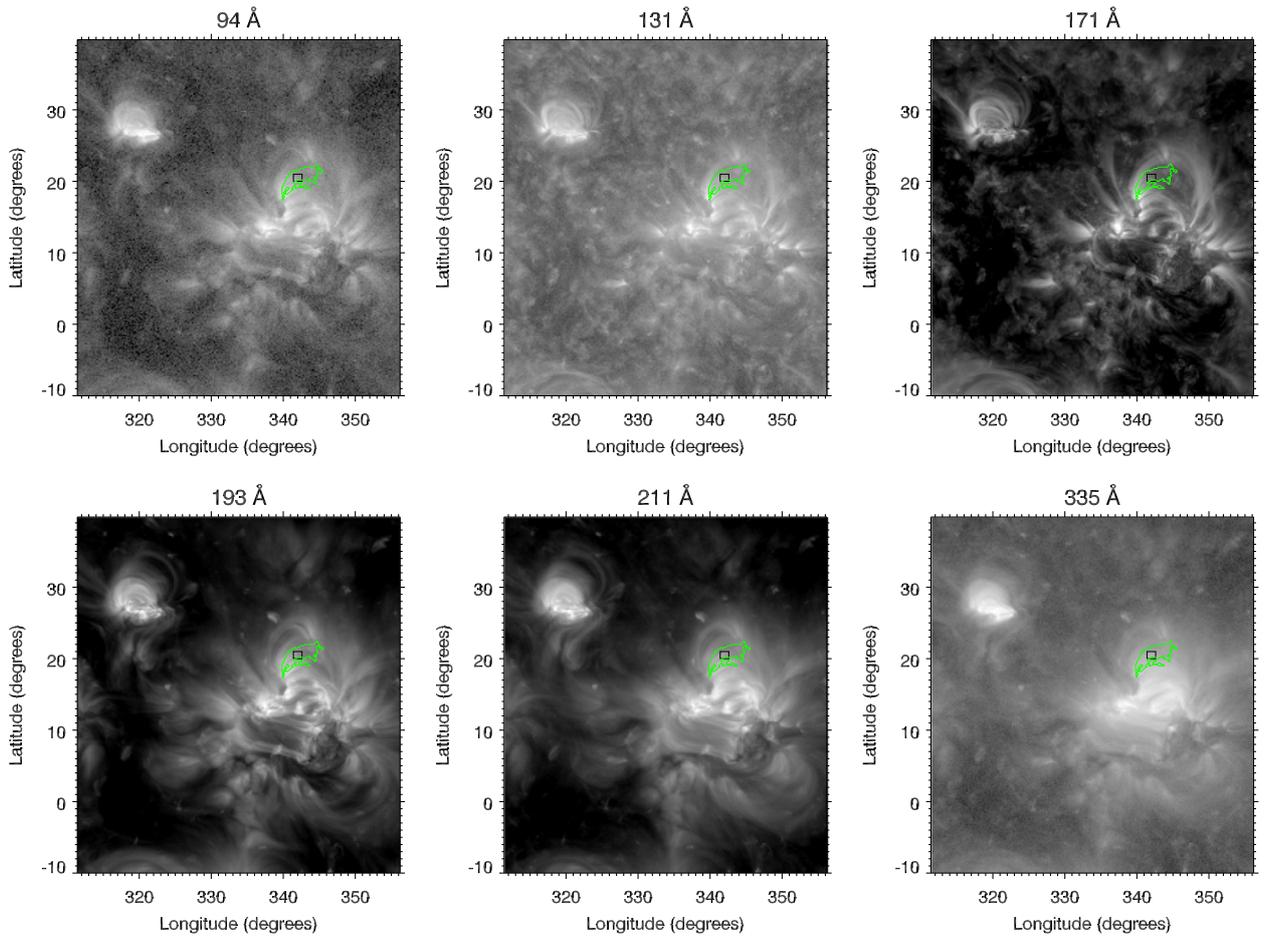


Figure 13. Same as Figure 1 for event 2 on 2012 December 30 at 21:28 UT. This event is localized in NOAA AR 11637.

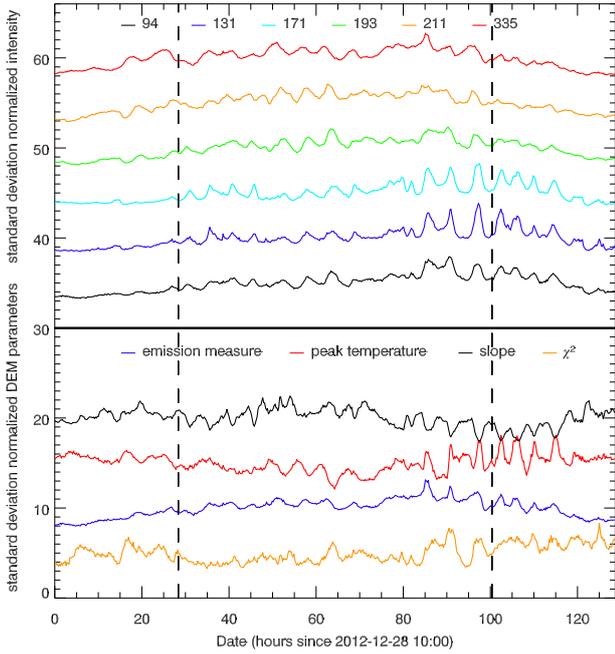


Figure 14. Same as Figure 2 for event 2 from 2012 December 28 10:00 UT to 2013 January 02 18:42 UT.

about 129 hr). As for event 1, we focused on the three middle days of this sequence, from 2012 December 29 14:26 UT to 2013 January 01 14:29 UT (i.e., 72 hr). The contour in green is the contour detected in the 171 Å channel centered at 342.5° longitude and 20.5° latitude with an area of 12.9 heliographic square degrees (1495 Mm²). We manually selected a small contour (in black) included in the detected contour to obtain the time series presented in Figure 14.

We display the normalized Fourier spectra in Figure 15. In the 94, 131, 171, 193, and 335 Å channels there is a significant peak of power at 49.9 μHz (5.6 hr). The normalized powers are, respectively, 16.7σ, 13.5σ, 19.9σ, 19.3σ, and 25.5σ. Even if there is no peak above 10σ in 211, we can note a small peak with a normalized power of 9.6σ at 49.9 μHz. At 94 and 193 Å, there is also a small peak at 42.2 μHz with, respectively, 8.1σ and 11.7σ of normalized power.

Figure 16 represents the maps of normalized power for event 2, at the detection frequency (49.9 μHz, i.e., 5.6 hr). Loops of NOAA AR 11637 are clearly seen in these maps for all of the passbands. The averaged normalized power is larger than 10σ for all of the passbands, except 211 Å (7σ). Loops of NOAA AR 11640, a second active region around 320° in longitude and 30° in latitude, have also normalized power above 10σ. The automatic algorithm does not detect these loops with the set of arbitrary thresholds. This suggests that

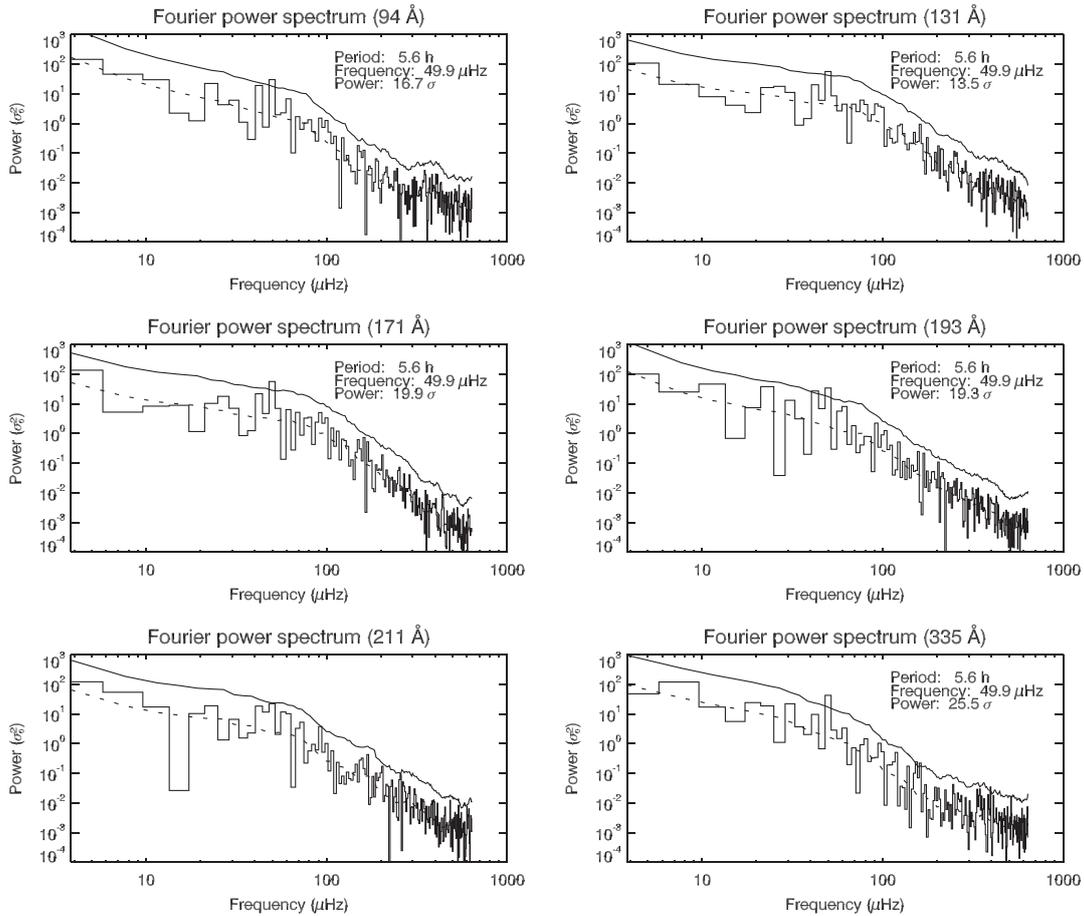


Figure 15. Fourier power spectra for event 2, same as Figure 3.

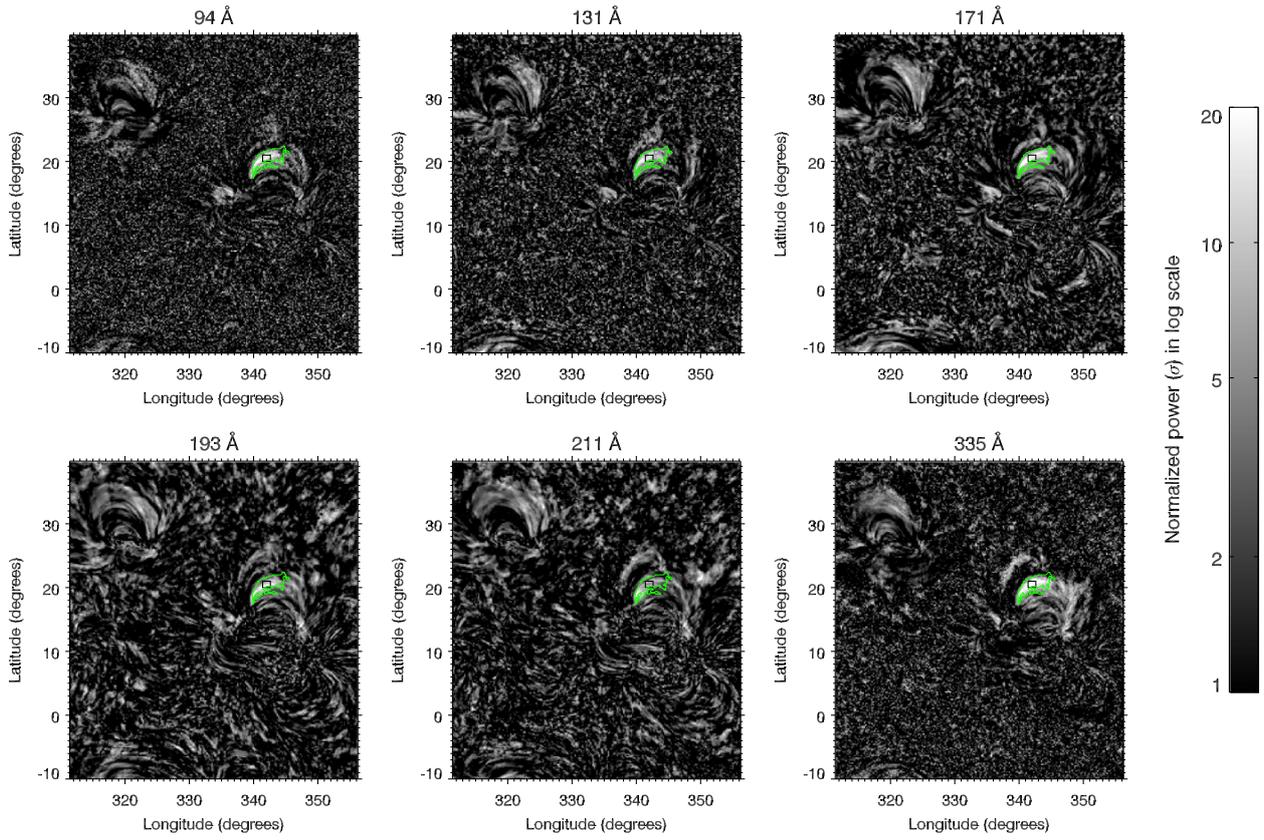


Figure 16. Same as Figure 4 with the same scale. Maps of normalized power at the frequency of detection ($49.9 \mu\text{Hz}$, i.e., 5.6 hr) for event 2. The black contour, included in the detected contour at 171 \AA (in green), is manually selected for detailed time series.

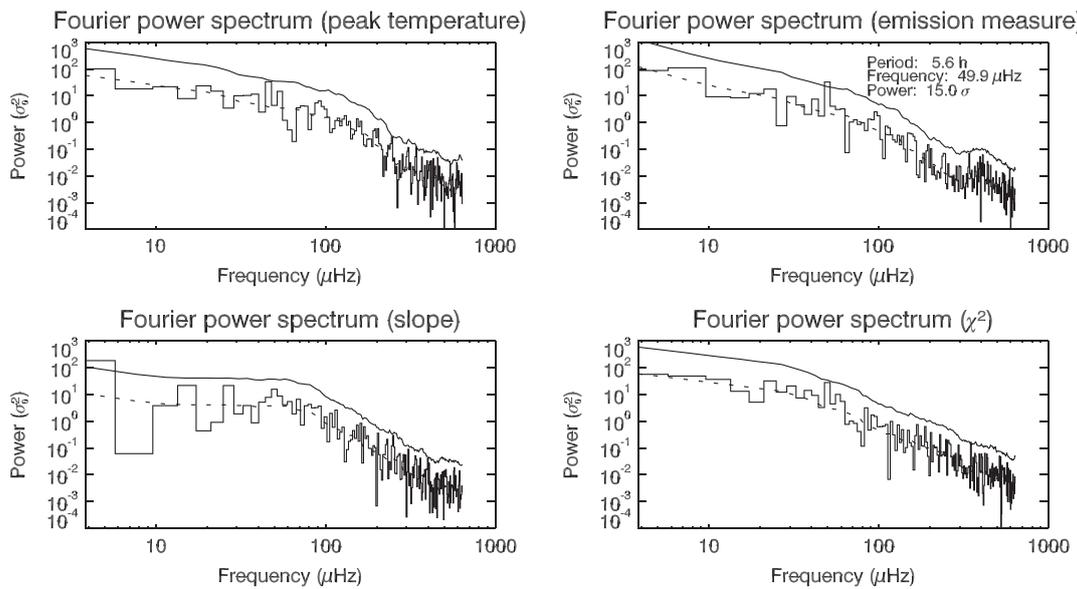


Figure 17. Fourier power spectra for the three parameters of the DEM model for event 2, same as Figure 5.

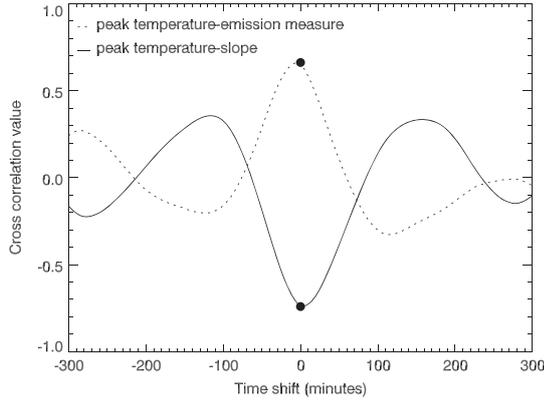


Figure 18. Same as Figure 6. We used the averaged curves at 1 minute of cadence averaged over the small black contour presented in Figure 1 between 2013 January 03 22:28 UT (97 hr after the beginning of the long sequence) and 2013 January 04 21:28 UT (120 hr after the beginning of the long sequence).

more of these events are probably not detected by our code. Loops of this second active region (emerging at the beginning of the sequence) seem to have almost the same length, which could be why they have the same frequency of pulsations (see Section 3.3).

A.2 DEM Analysis

The evolution of the mean DEM slope, peak temperature, emission measure, and χ^2 in the selected contour of event 2 is presented in Figure 14. Figure 17 represents the power spectra

of these parameters. For the emission measure there is a peak power at $49.9 \mu\text{Hz}$, i.e., 5.6 hr. The power at the peak is 15.0σ . If we look under the detection threshold at $49.9 \mu\text{Hz}$, there is a peak with a power of 8.0σ for χ^2 , but its variations from 0.3 to 1.8 indicates a good fit. For the peak temperature, there is a small peak (8.7σ) at $46.1 \mu\text{Hz}$. For the slope there is no significant peak of power.

Even if the power is weak for the peak temperature and there are no pulsations found with the Fourier analysis for the slope, we found a clear correlation between the slope and both the peak temperature and the emission measure, between 97 hr and 120 hr after the beginning of the full sequence. In Figure 18, we plot the cross-correlation values for DEM peak temperature versus emission measure and slope. We find a clear correlation between the peak temperature and the emission measure (cross-correlation value of 0.66) and anti-correlation between the peak temperature and the slope (cross-correlation value of -0.74). We can conclude that there are indications that the slope varies periodically with periods of hours, and thus that the thermal structure of the studied loops undergoes periodical changes.

The amplitudes of the variations of the DEM parameters are larger than for event 1: there are variations from 2.2 to 3.2 MK (a relative amplitude of 45%) for peak temperature, from 3.2×10^{27} to $6.4 \times 10^{27} \text{ cm}^{-5}$ for emission measure (a relative amplitude of 97%), and from 1.7 to 4.8 for the slope (a relative amplitude of 176%).

A.3 Evidence for Widespread Cooling

Figure 19 represents the time lag maps made with the peak cross correlation values. Figure 20 represents the phase maps at

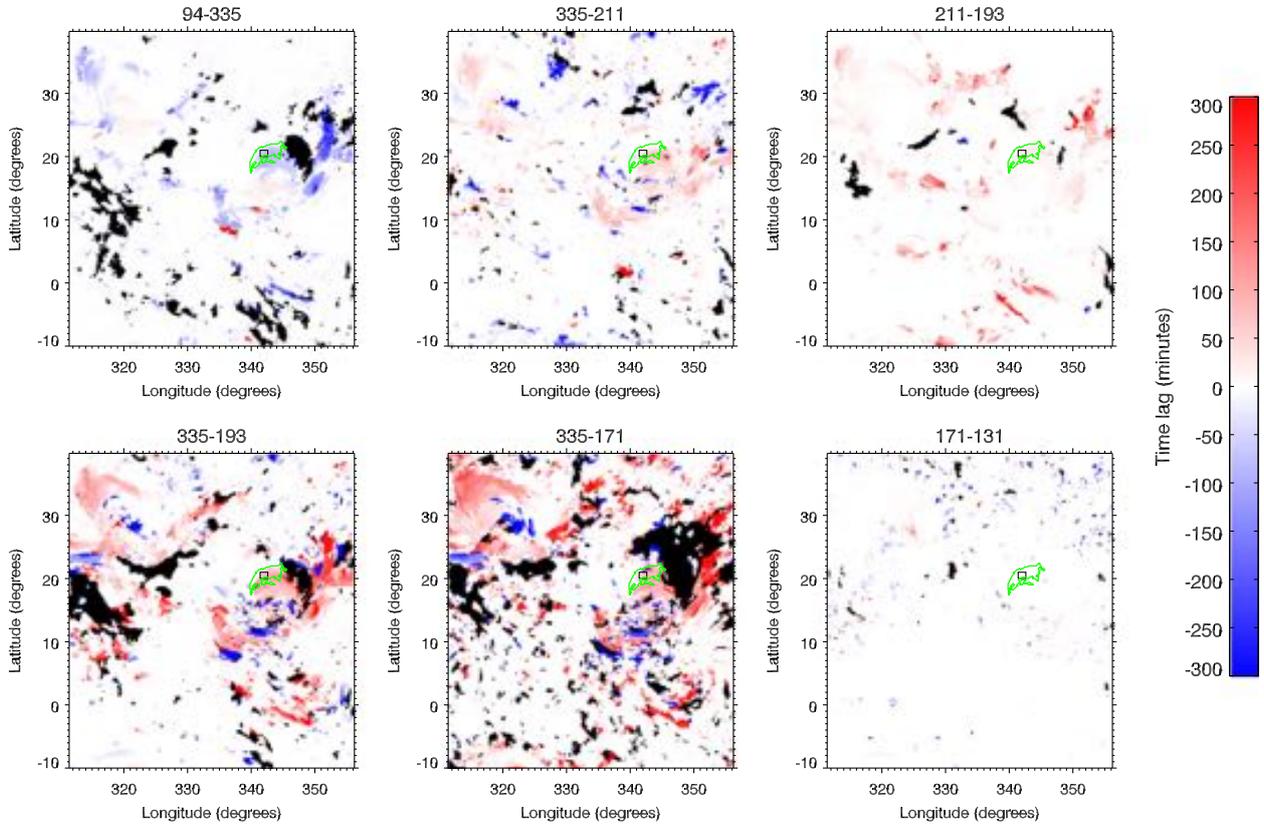


Figure 19. Same as Figure 9 for event 2 with the same scale.

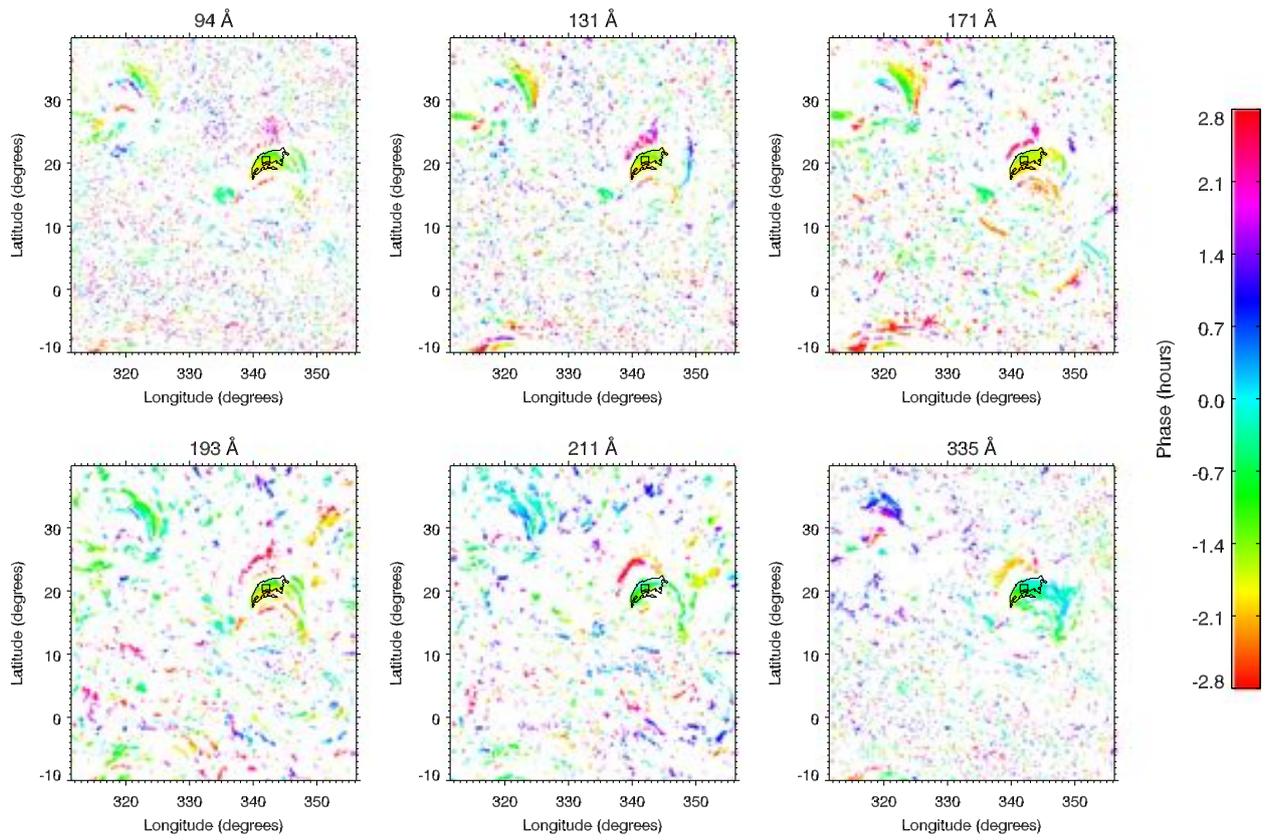


Figure 20. Same as Figure 10 for event 2 with the same scale.

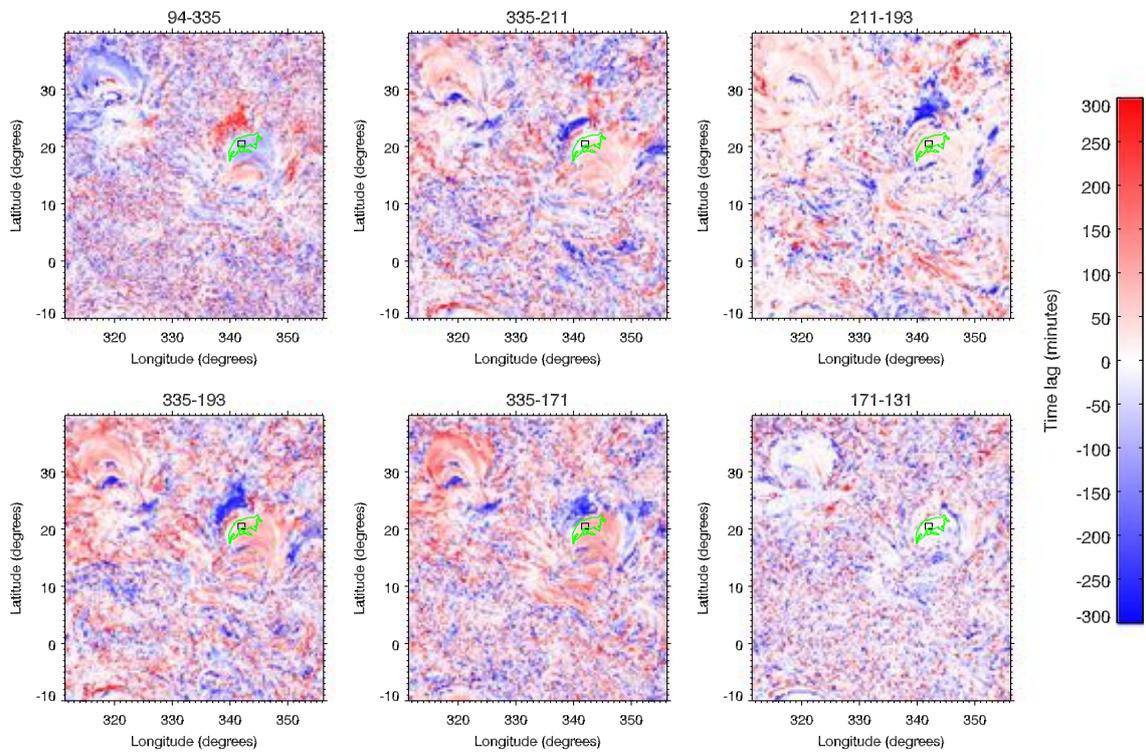


Figure 21. Same as Figure 11 for event 2 with the same scale.

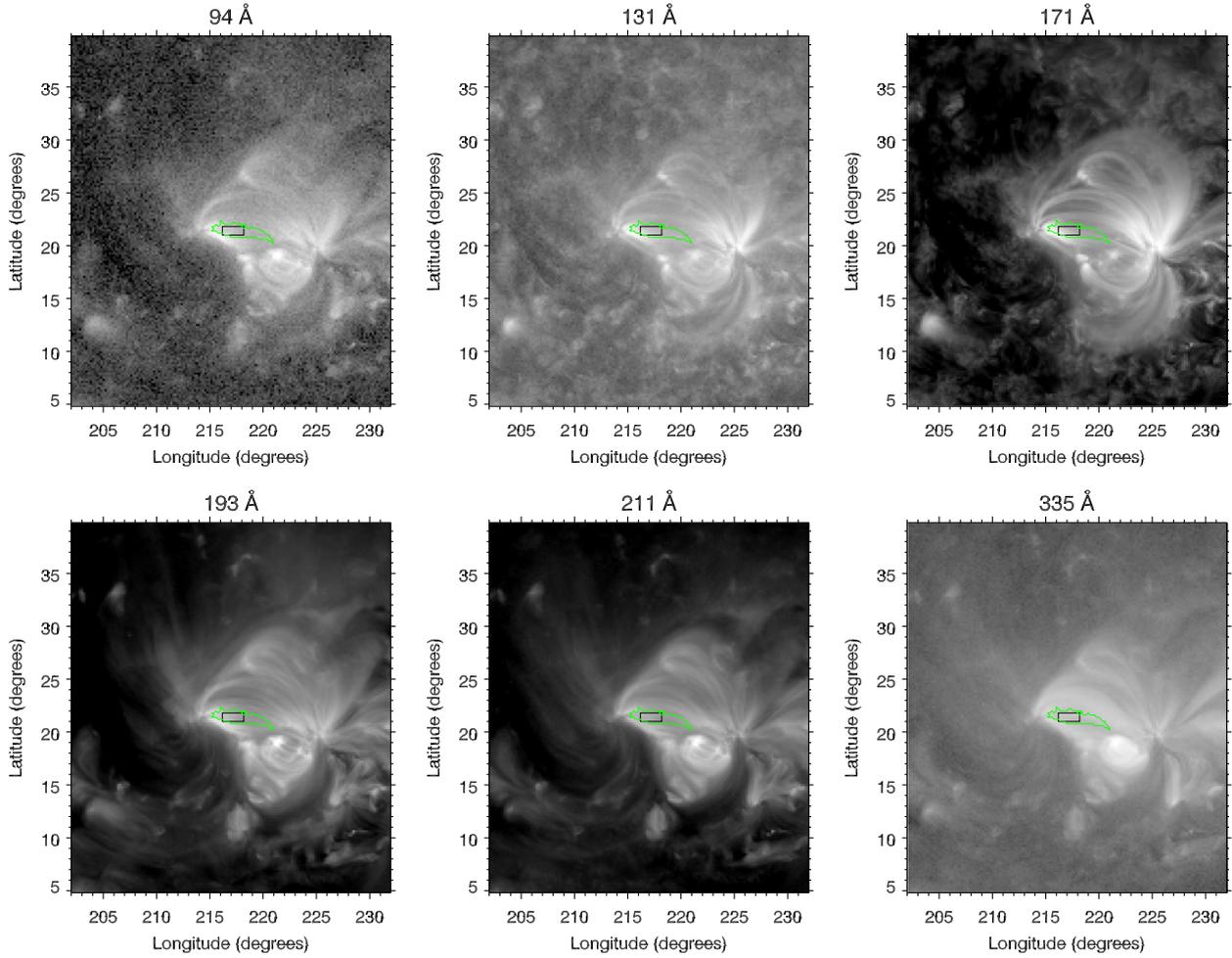


Figure 22. Same as Figure 1 for event 3 on 2011 August 09 12:12 UT. This event is localized in NOAA AR 11268.

Table 1
Comparison of Time Lag Values Between the Two Methods:
Peak Cross-correlation Values and Differences of Phase

Pairs of Channels	Time lag (minutes)	
	From Cross-correlations (Figure 9)	From Differences of Phase (Figure 11)
335–211	113	122
211–193	26	20
335–193	145	142
94–335	–115	–114
335–171	142	155
171–131	–1	–51

Table 2
Same as Table 1 for Event 2

Pairs of Channels	Time lag (minutes)	
	From Cross-correlations (Figure 19)	From Differences of Phase (Figure 21)
335–211	35	37
211–193	25	31
335–193	80	68
94–335	–71	–68
335–171	69	73
171–131	1	–4

Note. These are the averaged time lag in minutes in the black contour.

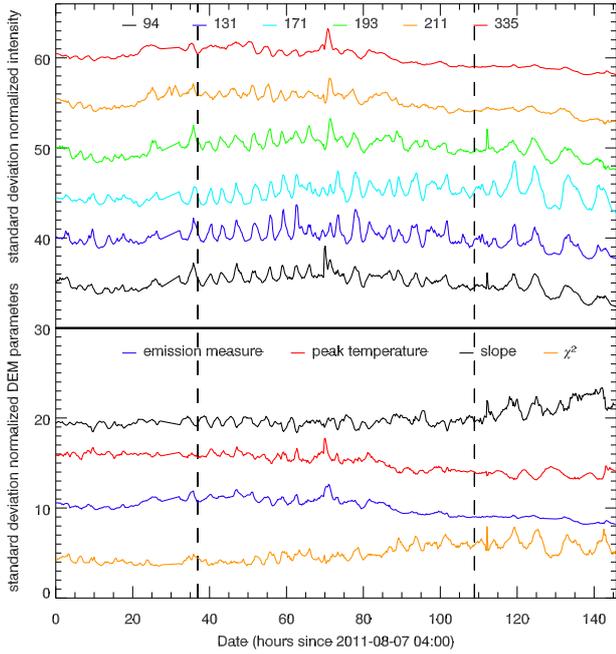


Figure 23. Same as Figure 2 for event 3 from 2011 August 07 04:00 UT to 2011 August 13 05:49 UT.

49.9 μHz . For the two active regions included in the field of view, the phases are constant along the loops (as seen in Figure 10 for event 1) but there is a gradient of phases across the bundle of loops. Further analysis is needed to explain this gradient. Figure 21 shows the differences of phase maps for six pairs of channels. We included the detected contour in green and the contour manually selected in black. On most of the field of view the plasma is in a state of cooling, for both Figures 19 and 21: time lags are mainly positive for the 335–211, 211–193, 335–211, 335–193, and 335–171 pairs, mainly negative for 94–335 and equal to zero for 171–131. The mean time lags in the black contour can be compared in Table 2.

Table 3
Same as Table 1 for Event 3

Pairs of Channels	Time lag (minutes)	Time lag (minutes)
	From Cross-correlations (Figure 28)	From Differences of Phase Figure (30)
335–211	26	4
211–193	14	29
335–193	50	33
94–335	–36	–33
335–171	76	42
171–131	0	–1

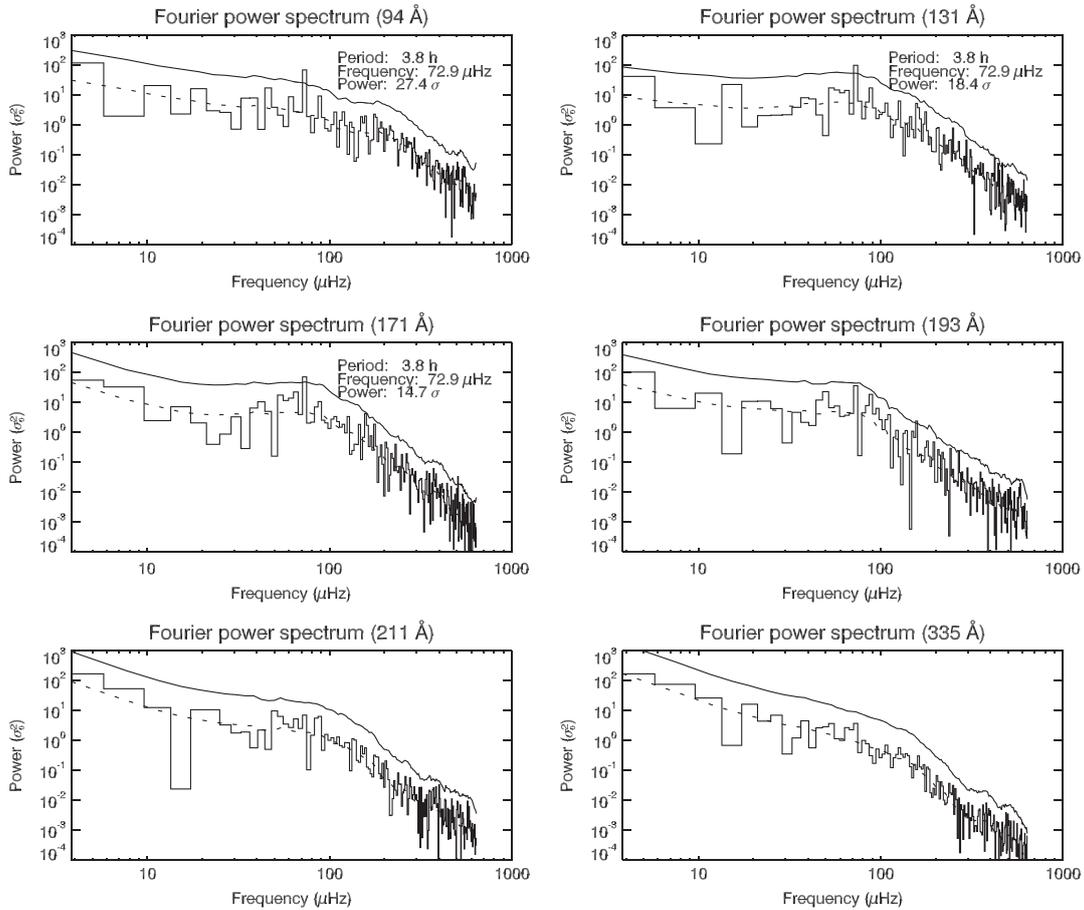


Figure 24. Fourier power spectra for event 3, same as Figure 3.

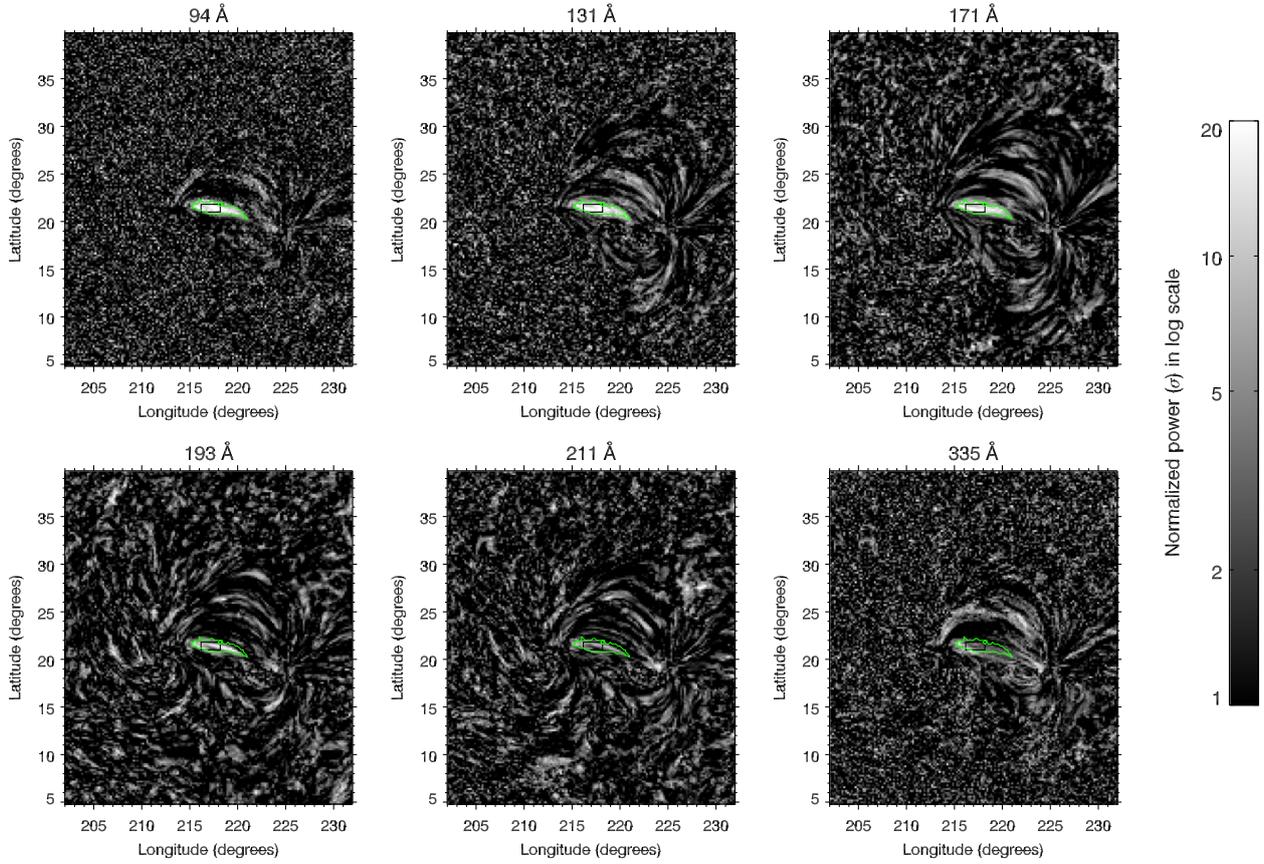


Figure 25. Same as Figure 4 with the same scale. Maps of normalized power at the frequency of detection ($72.9 \mu\text{Hz}$, i.e., 3.8 hr) for event 3. The black contour, included in the detected contour at 94 \AA (in green), is the contour manually selected for detailed time series.

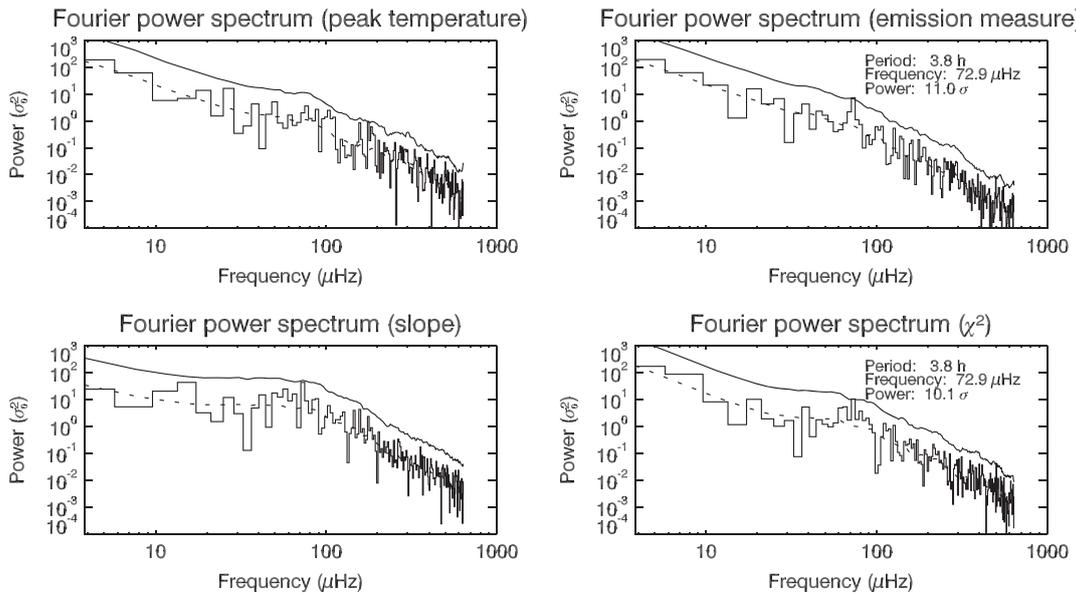


Figure 26. Fourier power spectra for the three parameters of the DEM model for event 3, same as Figure 5.

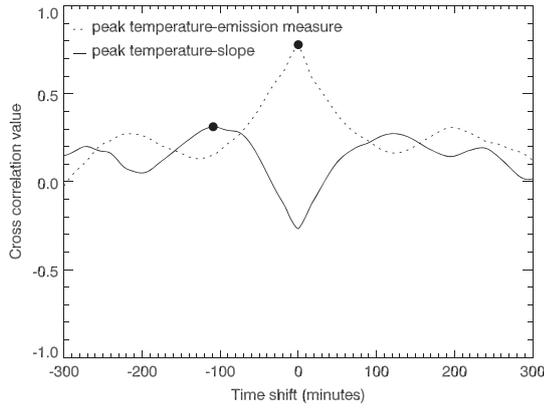


Figure 27. Same as Figure 6. We used the averaged curves at 1 minute of cadence averaged over the small black contour presented in Figure 1 between 2011 August 09 00:00 UT (40 hr after the beginning of the long sequence) and 2011 August 10 06:00 UT (70 hr after the beginning of the long sequence).

Using the cross-correlation method, intensity peaks in the following channel order: 335, 211, 171, and 131, 94, and 193. Using the phase difference method, the order becomes 335, 211, 193, 94, 171, and 131, which is the order expected from the expected temperature evolution and from the AIA response functions. This second method is better in this case (event 2) because the power is high enough in all the passbands at the

detected frequency. However, for pairs like 94–335 and 335–193, time lags are almost equal. We note that these time lags are smaller than the time lags found for event 1 (about half). These smaller time lags are likely due to the smaller loop length (smaller detection area) for event 2.

APPENDIX B EVENT 3

B.1 Data Sample

Figure 22 shows images of a last example, event 3, on 2011 August 09 12:12 UT. For this event, the ROI (45° in longitude) was tracked from 2011 August 07 04:00 UT to 2011 August 13 05:49 UT (i.e., about 146 hr), and we select the three middle days of this sequence, from 2011 August 08 16:53 UT to 2011 August 11, 16:56 UT (i.e., 72 hr). Pulsations are detected in loops located above the core of NOAA AR 11268. The detected contour at 94 \AA (in green) is centered on 218.0° of longitude and 21.4° of latitude with an area of 6.3 heliographic square degrees (730 Mm^2). In Figure 23, we represent the average light curves in the selected contour (in black). The corresponding Fourier spectra in Figure 24 show strong signal in the 94, 131, and 171 \AA channels. Pulsations are detected in these three bands at $72.9 \mu\text{Hz}$ (3.8 hr) with, respectively, a power of 27.4σ , 18.4σ , and 14.7σ above the estimated background spectrum. At 211 \AA and 335 \AA there is no significant power peak, but at 193 \AA there is a small peak at 8.2σ .

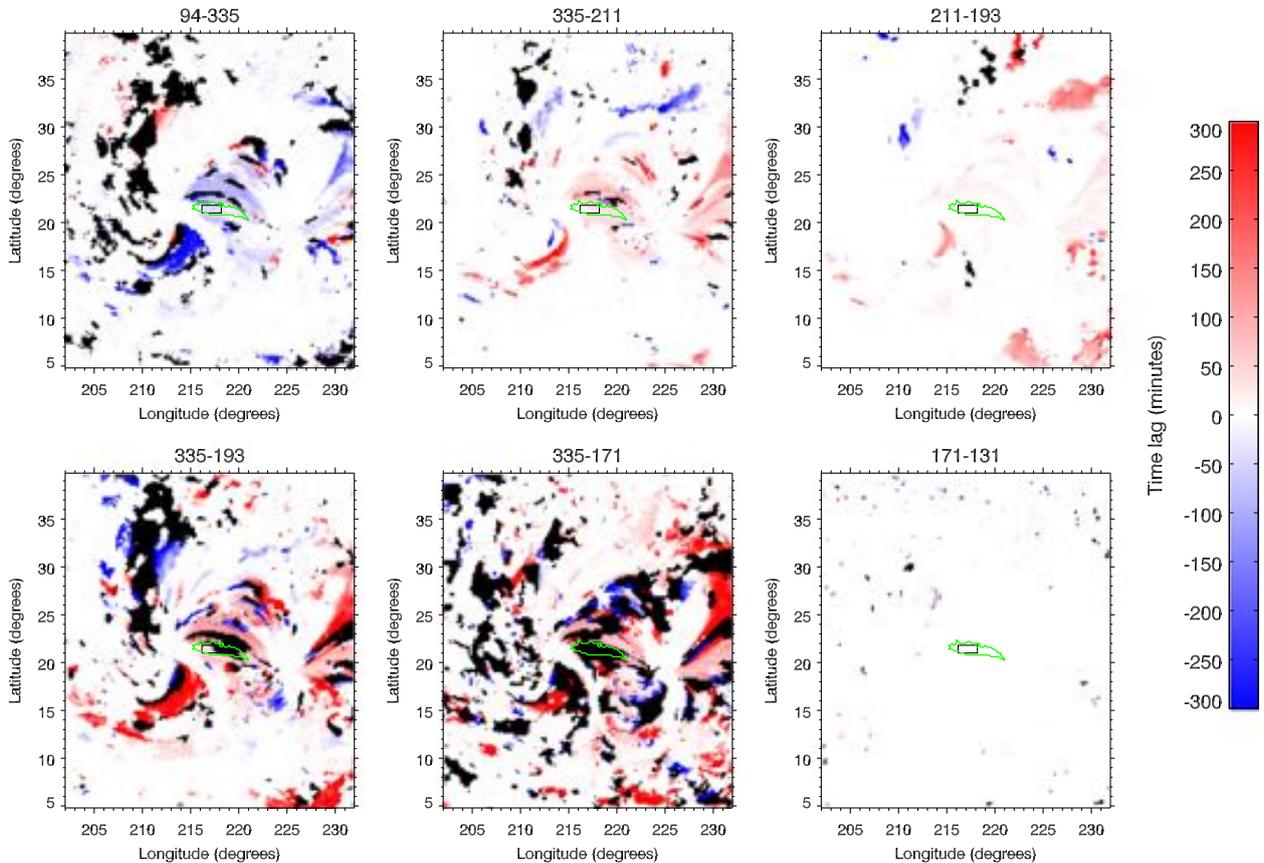


Figure 28. Same as Figure 9 for event 3 with the same scale.

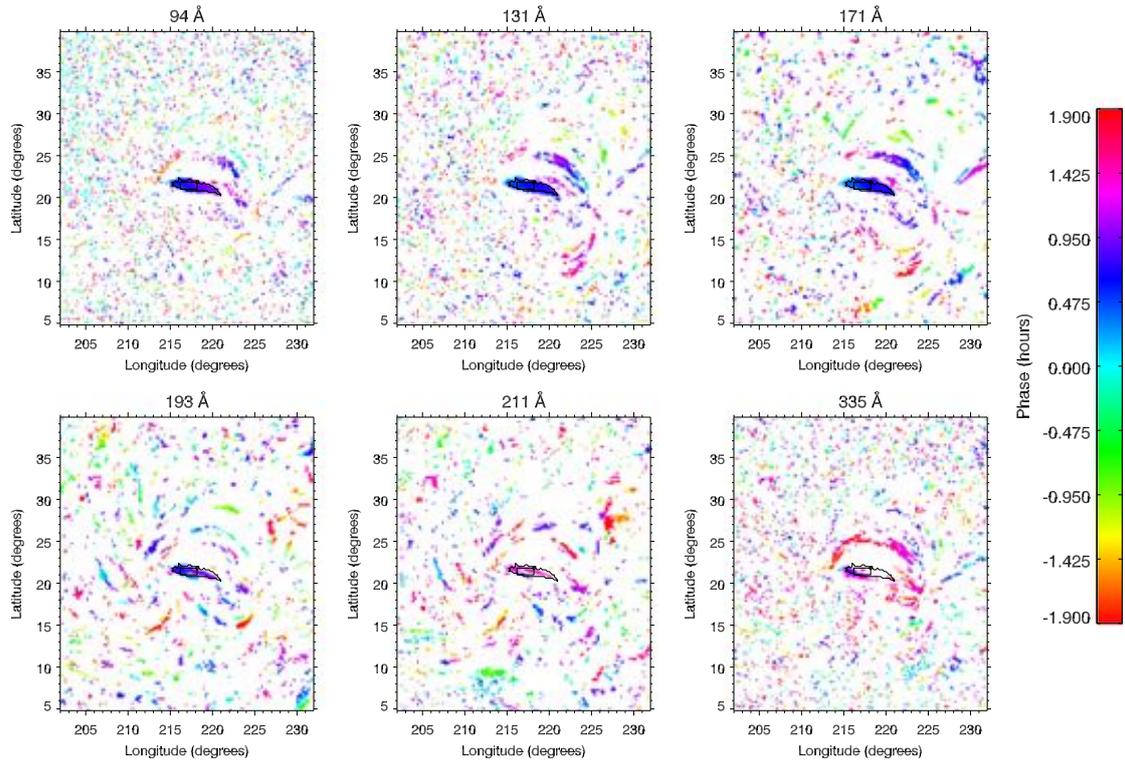


Figure 29. Same as Figure 10 for event 3 with the same scale.

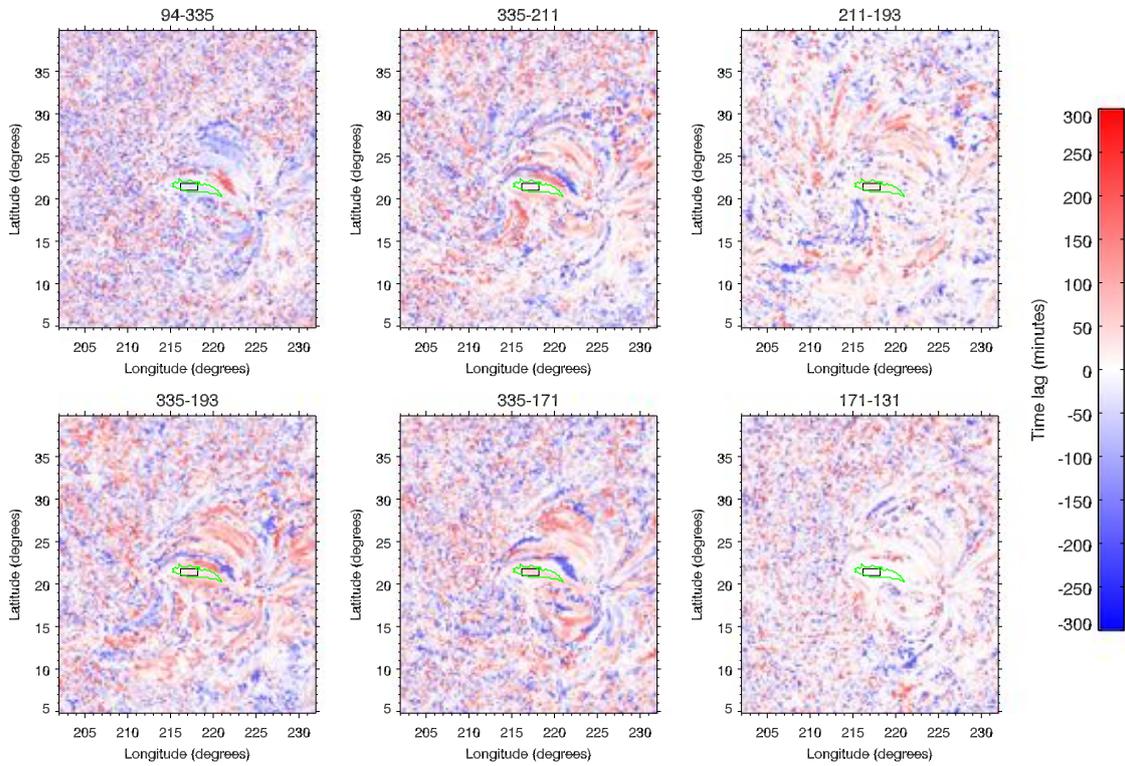


Figure 30. Same as Figure 11 for event 3 with the same scale.

In this last channel, there is also a small peak (7.0σ) at $88.3 \mu\text{Hz}$.

Figure 25 represents the maps of normalized power for event 3, at the detection frequency ($72.9 \mu\text{Hz}$, i.e., 3.8 hr). The normalized power in the 94, 131, and 171 Å channels is higher than 14σ on average inside the black contour. For the other passbands, the normalized power is weaker, but the power maps also display loops near the core of the active region.

B.2 DEM Analysis

The evolution of the mean DEM slope, peak temperature, emission measure, and χ^2 in the selected contour for event 3 is presented in Figure 23.

Figure 26 represents the power spectra of these parameters. Pulsations are detected for the emission measure and χ^2 at $72.9 \mu\text{Hz}$, the same frequency of detected pulsations in the light curves. The normalized power at these peaks are, respectively, 11.0σ and 10.1σ . If we look under the detection threshold, there is a small peak of power for the slope (8.4σ). Between 40 hr and 70 hr after the beginning of the large sequence, we found a clear correlation (0.78 of peak cross-correlation value) between the peak temperature and the emission measure as seen in Figure 27.

The amplitudes of the variations of the DEM parameters are larger than for event 1 and event 2: there are variations from 1.9 to 3.8 MK (a relative amplitude of 99%) for the peak temperature, from 3.0×10^{27} to $8.9 \times 10^{27} \text{ cm}^{-5}$ for the emission measure (a relative amplitude of 196%), and from 1.4 to 3.3 for the slope (a relative amplitude of 144%). These strong variations of both the peak temperature and the total emission measure are observed in the core of an active region where any type of activity is in general expected to be the highest.

B.3 Evidence for Widespread Cooling

The time lags maps in Figure 28 (made with the peak cross-correlation method) highlight a widespread cooling in this active region. Figure 29 represents the phase maps. The phases are constant along the loops. Maps produced with the second method (phase differences), shown in Figure 30, lead to the same conclusion of widespread cooling. The delay presented in Table 3 for both methods, show a better succession of channels with the second method: with the first method we have the 335, 211, 94, 193, 171, and 131 orders, whereas with the second we obtain 335, 211, 193, and 94, 171, and 131, which is the ordering expected for the AIA channels. However for this event and for both methods, results are noisy for some pairs of channels. Indeed, for the first method, the peak cross-correlation values are poor for some pairs in the black contour

(Figure 28) and the time lags for 335–193 and 335–171 are the most affected. The second method suffers from the lack of strong power in the 335, 211, and 193 channels. For event 3, we observe time lags smaller than for event 1 and event 2, that can be explained by the probably smaller loop length (smaller detection area) for event 3.

REFERENCES

- Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 1991, *ApJ*, 378, 372
 Antolin, P., Shibata, K., & Vissers, G. 2010, *ApJ*, 716, 154
 Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014, *A&A*, 563, A8
 Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., et al. 2012, *SoPh*, 275, 41
 Cargill, P. J. 1994, *ApJ*, 422, 381
 Cargill, P. J., & Klimchuk, J. A. 1997, *ApJ*, 478, 799
 De Groof, A., Berghmans, D., van Driel-Gesztelyi, L., & Poedts, S. 2004, *A&A*, 415, 1141
 Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., et al. 1995, *SoPh*, 162, 291
 Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *SoPh*, 162, 1
 Guarrasi, M., Reale, F., & Peres, G. 2010, *ApJ*, 719, 576
 Guennou, C., Auchère, F., Klimchuk, J. A., Bocchialini, K., & Parenti, S. 2013, *ApJ*, 774, 31
 Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012a, *ApJS*, 203, 25
 Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012b, *ApJS*, 203, 26
 Handy, B. N., Acton, L. W., Kankelborg, C. C., et al. 1999, *SoPh*, 187, 229
 Hortin, T. 2003, PhD thesis, Université Paris-sud
 Karpen, J. T., Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 2006, *ApJ*, 637, 531
 Klimchuk, J. A. 2006, *SoPh*, 234, 41
 Klimchuk, J. A., Karpen, J. T., & Antiochos, S. K. 2010, *ApJ*, 714, 1239
 Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *SoPh*, 275, 17
 Lionello, R., Winebarger, A. R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2013, *ApJ*, 773, 134
 Mikić, Z., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Winebarger, A. R. 2013, *ApJ*, 773, 94
 Mok, Y., Mikić, Z., Lionello, R., & Linker, J. A. 2008, *ApJL*, 679, L161
 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
 Parker, E. N. 1988, *ApJ*, 330, 474
 Patsourakos, S., & Klimchuk, J. A. 2006, *ApJ*, 647, 1452
 Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *SoPh*, 275, 3
 Schrijver, C. J. 2001, *SoPh*, 198, 325
 Torrence, C., & Compo, G. P. 1998, *BAMS*, 79, 61
 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. 2012, *ApJ*, 753, 35
 Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2013, *ApJ*, 771, 115
 Warren, H. P., Brooks, D. H., & Winebarger, A. R. 2011, *ApJ*, 734, 90
 Warren, H. P., Winebarger, A. R., & Hamilton, P. S. 2002, *ApJL*, 579, L41
 Warren, H. P., Winebarger, A. R., & Mariska, J. T. 2003, *ApJ*, 593, 1174
 Winebarger, A. R., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2014, *ApJ*, 795, 138
 Winebarger, A. R., Schmelz, J. T., Warren, H. P., Saar, S. H., & Kashyap, V. L. 2011, *ApJ*, 740, 2
 Winebarger, A. R., & Warren, H. P. 2005, *ApJ*, 626, 543
 Winebarger, A. R., Warren, H. P., & Seaton, D. B. 2003, *ApJ*, 593, 1164

3.3 Forme des spectres de puissance et *thermal non-equilibrium*

Dans cette section on s'intéresse à l'information contenue dans les spectres de puissance, qui amène un élément supplémentaire pour l'interprétation physique des pulsations d'intensité de longue période dans les boucles.

3.3.1 Distinction entre des oscillations et des pulsations

Les variations périodiques dans les intensités EUV observées sont appelées *pulsations*. En effet, ici on fait référence à une succession périodique d'impulsions qui correspondent chacune à une augmentation de l'intensité puis à une diminution pour un retour à une valeur proche de l'intensité initiale, le tout sur quelques heures. On sait de plus maintenant (voir Section 3.2) que ces impulsions correspondent à des variations thermiques dans les boucles. Ce terme de pulsations s'oppose donc à celui d'*oscillations* qui lui sous entend la présence d'ondes dans les boucles. Comme déjà discuté dans la Section 2.1, Auchère et al. (2014) excluent que les variations périodiques observées puissent être dues à des modes d'oscillation lents dans les boucles. En effet des périodes de quelques heures impliqueraient des longueur de boucle de l'ordre 1000 Mm ce qui est bien plus grand que la longueur des boucles observées (de l'ordre de 100 Mm). Les auteurs excluent aussi des possibles effets de battements, c'est-à-dire un couplage entre plusieurs boucles proches avec des fréquences propres similaires, car ces longues périodes ne sont pas vues dans les études de ce type de couplage (Van Doorselaere et al. 2008; Luna et al. 2009).

En s'intéressant à la forme particulière des spectres de puissance observés, on peut aussi discriminer les deux scénarios : *oscillations* et *pulsations*. À la forme commune en loi de puissance des spectres de puissance coronaux (superposition d'événements stochastiques, voir Section 2.2.3.1), s'ajoute une bosse dans la partie basses fréquences du spectre (voir e.g. Figure 3 dans Auchère et al. 2016, Article (A.1.3), Section 3.3.2). Dans le cas d'*oscillations* amorties de la boucle observée, le spectre de Fourier pourrait s'écrire comme :

$$\mathcal{F}(f \times g) = \mathcal{F}(f) * \mathcal{F}(g), \quad (3.19)$$

$$\text{avec } f \propto \sin(\omega t), \quad (3.20)$$

$$\text{et } g \propto \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (3.21)$$

avec $\omega = 2\pi f$ et f la fréquence des oscillations amorties exponentiellement avec le temps caractéristique τ . Le spectre de puissance résultant est alors une Lorentzienne centrée sur la fréquence f du signal. Dans les spectres de puissance observés dans le cas de nos variations périodiques EUV, la bosse n'est pas centrée sur la fréquence majoritaire du signal mais sur la fréquence zéro (voir e.g. Figure 3 dans Auchère et al. 2016, Article (A.1.3), Section 3.3.2). De plus, si on essaie d'adapter une Lorentzienne autour de la fréquence qui présente le plus de puissance dans nos spectres, on obtient une largeur de Lorentzienne, en fréquences, similaire à la valeur de sa fréquence centrale. C'est-à-dire que les oscillations seraient complètement amorties au bout d'une période au plus. Ce qui réaffirme que l'on n'observe pas un phénomène oscillatoire mais le même phénomène physique qui se répète périodiquement.

3.3.2 Article (A.1.3) : Thermal Non-Equilibrium Revealed by Periodic Pulses of Random Amplitude in Solar Coronal Loops

Dans [Auchère et al. \(2016, Article \(A.1.3\)\)](#), accepté dans APJ), on s'intéresse à la forme particulière des spectres de puissance de deux des événements étudiés dans [Froment et al. \(2015\)](#). Ici, en utilisant uniquement une analyse de Fourier, en complément de l'analyse thermique du plasma des boucles ([Froment et al. 2015, Article \(A.1.1\), Section 3.2.3](#)), on retrouve des caractéristiques d'évolution du plasma compatibles avec celles engendrées par du TNE :

- Les variations périodiques observées sont des *pulsations* et non des *oscillations*, ce qui confirme que l'on observe la répétition périodique d'un phénomène physique de base (voir aussi Section 3.3.1).
- La répétition périodique de ces impulsions peut se faire avec un léger changement des conditions physique initiales (évolution de la région active sur quelques heures), ce qui produirait des impulsions ayant des amplitudes différentes.
- La forme des spectres observés : **loi de puissance** (superposition d'événements stochastiques), **bruit blanc à hautes fréquences** et **bosse centrée sur la fréquence zéro**, déjà modélisée dans [Auchère et al. \(2016, Article \(A.1.3\)\)](#), est compatible avec un signal composé d'**impulsions d'amplitudes aléatoires** (voir Figures 5 et 6 de l'article).
- Cette succession d'impulsions d'amplitudes aléatoires est écrite comme M impulsions individuelles, $p(t)$ (équation 1 de [Auchère et al. 2016, Article \(A.1.3\)\)](#), de spectre de puissance $|P(\nu)|^2$.
La distribution de l'amplitude des impulsions de moyenne μ et d'écart-type σ à une grande importance sur la forme du spectre théorique (équation 2 de [Auchère et al. 2016, Article \(A.1.3\)\)](#). En effet, le continuum du spectre, qui s'écrit : $M\sigma^2|P(\nu)|^2$, provient de la variabilité de l'amplitude des impulsions. De plus, la hauteur des pics dans le spectre (à la fréquence principale de répétition des impulsions et aux harmoniques), par rapport au continuum est elle exprimée par $1 + \frac{M}{c_\nu^2}$, avec $c_\nu = \frac{\sigma}{\mu}$ qui donne une mesure de la variabilité de l'amplitude des pics. En d'autres termes, plus il y a d'impulsions dans le signal, plus les pics dans le spectre seront grands et plus les amplitudes des impulsions seront variables, plus les pics dans le spectres seront petits.
- Si on remarque que l'amplitude des pics de puissance dans les spectres théoriques n'est due qu'au nombre d'impulsions M et au degré de variabilité de leur amplitude c_ν , la présence d'harmoniques dans les spectres de puissance des séries temporelles AIA tranche définitivement sur le caractère périodique de cette succession d'impulsions.

La nature même de ces signaux périodiques, *via* la forme des spectres, est donc cohérente avec l'interprétation des pulsations observées en terme de cycles d'évaporation et de condensation (incomplète) dans les boucles coronales.

Thermal Non-Equilibrium Revealed by Periodic Pulses of Random Amplitude in Solar Coronal Loops

F. Auchère¹, C. Froment¹, K. Bocchialini¹, E. Buchlin¹ and J. Solomon¹

Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Bât. 121, 91405 Orsay, France

frederic.auchere@ias.u-psud.fr

ABSTRACT

We recently discovered in coronal loops EUV intensity pulsations repeating with periods of several hours. Models of loops including stratified and quasi-steady heating predict the development of a state of thermal non-equilibrium: cycles of evaporative upflows at the footpoints followed by falling condensations at the apex. Based on Fourier and wavelet analysis, we demonstrate that the observed periodic signals are indeed not signatures of vibrational modes. Instead, superimposed on the power-law expected from the stochastic background emission, the power spectra of the time-series exhibit the discrete harmonics and continua expected from periodic trains of pulses of random amplitudes. These characteristics reinforce our earlier interpretation of these pulsations as being aborted thermal cycles of non-equilibrium.

Subject headings: Sun: corona – Sun: UV radiation

1. The thermal non-equilibrium debate

The very existence of solar and stellar coronae remains one of the great problems in astrophysics. In particular, the heating mechanisms capable of maintaining the plasma confined in magnetic loops at temperatures of several million degrees still resist comprehensive understanding (Klimchuk 2015). Despite considerable efforts and progresses (for a review, see Reale 2014), we do not know for sure where the heating occurs or how it evolves with time. In the Parker field-line tangling scenario (Parker 1972, 1988), one can expect the heating to be highly stratified, i.e. concentrated at the loops footpoints (Rappazzo et al. 2007). If in addition it is quasi-steady, i.e. varying slowly (or impulsively with a high repetition rate) compared to the cooling time, numerical simulations consistently show that the loops are susceptible to enter a regime of thermal non-equilibrium (TNE, e.g. Kuin & Martens 1982; Antiochos & Klimchuk 1991; Karpen et al. 2001; Müller et al. 2003; Mok et al. 2008; Klimchuk et al. 2010; Lionello et al. 2013). For specific combinations of the heating conditions and geometry, the footpoint heating drives evaporative upflows, hot plasma accumulates in the loop and as it cools, a condensation quickly grows near the apex,

falls down one leg, hits the chromosphere, and the cycle repeats with periods of several tens of minutes to several hours.

This process is thought to play a significant role in the formation of prominences (Antiochos & Klimchuk 1991; Karpen et al. 2006) and coronal rain (Müller et al. 2003, 2004, 2005; Antolin et al. 2010, 2015). However, Klimchuk et al. (2010) argued that TNE models fail to reproduce simultaneously the key observational properties of coronal loops, thus discarding the possibility that highly stratified, quasi-constant heating could be the norm in active regions. But other studies (Mikić et al. 2013; Lionello et al. 2013, 2015; Winebarger et al. 2014) have shown that the inconsistencies with observations can be resolved if the geometry is more complex than the constant cross-section, semi-circular vertical loops used by Klimchuk et al. (2010). In particular, if the loops are expanding and asymmetric, the condensations do not fully develop. The plasma thus remains at coronal temperatures and densities, which results in unstructured intensity profiles, as observed in the extreme ultraviolet (EUV). Still, this does not prove that quasi-steady stratified heating is commonplace since other scenarios, like the nanoflare storms (Klimchuk 2009; Viall & Klimchuk 2013), are also compatible with the existing observa-

tional constraints.

Surprisingly, in this debate, the most striking characteristic of TNE conditions – the predicted periodicity of the temperature and density and hence of the plasma emissivity – has not yet been searched for in the observations in order to test the models. Processing more than 13 years of observations at 19.5 nm with the Extreme-ultraviolet Imaging Telescope (EIT, Delaboudinière et al. 1995) of the *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO, Domingo et al. 1995), we discovered hundreds of long-period (3 to 16 hours) pulsation events in coronal loops, some lasting for up to six days (Auchère et al. 2014). Froment et al. (2015) analyzed in detail three other events observed in the six coronal bands of the Atmospheric Imaging Assembly (AIA, Lemen et al. 2012) on the *Solar Dynamics Observatory* (SDO, Pesnell et al. 2012). The Differential Emission Measure (DEM) tools developed by Guenou et al. (2012a,b, 2013) revealed periodic variations of the total emission measure and DEM peak temperature resembling those in the TNE simulations of Mikić et al. (2013).

However, despite the similarities, without additional evidence, like spectroscopic observations of the predicted outflows, we cannot yet unambiguously conclude that the observed pulsations are caused by TNE. For example, while no magnetohydrodynamic mode can explain periods of several hours in coronal loops (Auchère et al. 2014), it is difficult to exclude the possibility of slow beats resulting from the coupling between adjacent loops of similar eigenfrequencies. But in this paper, we demonstrate that the Power Spectral Densities (PSD) of the time series in which Froment et al. (2015) detected pulsations do not have the characteristics expected from waves or damped waves, but instead those of signals known as random pulse trains. This reinforces the idea that the observed system undergoes a cyclic evolution in a constantly varying environment, as expected if TNE is at play in coronal loops.

2. Waves vs. pulse trains

The Fourier power spectra of coronal intensity time-series commonly exhibit an overall power-law behavior caused by a background of stochastic plasma processes (Gruber et al. 2011; Auchère et al. 2014; Inglis et al. 2015). A hump superimposed on this basic shape is also frequently observed (Ireland et al. 2015; Auchère et al. 2016). Two examples of such power

spectra are given in the rightmost panels of Figures 3 and 4 (gray histograms), the corresponding time-series being shown in the top left panels. These latter have been obtained from sequences of *SDO/AIA* images remapped in heliographic coordinates (see Auchère et al. 2005) by averaging the intensity over the regions chosen by (Froment et al. 2015) for detailed analysis (black boxes in Figure 1).

There are two fundamentally different possibilities to explain these humps. First, they can be due to damped oscillations: from the convolution theorem, the power spectrum of a damped wave is obtained from the convolution of the Fourier transform of the damping function by that of the wave. For example, the power spectrum of an exponentially decaying sine is a Lorentzian centered on the sine frequency. While the resulting hump represents excess power compared to a background power-law, its presence is in itself not sufficient to conclude to the presence of a periodic phenomenon. Indeed, the second possibility is that the hump is due to the presence in the time-series of one or a few pulses¹ of similar widths, even if they are not periodic, as in the reference region of Auchère et al. (2016). For example, the power spectrum of a single exponential pulse is also a Lorentzian, but unlike for a damped wave – and this is a major difference – the hump is now centered at zero frequency.

In all the cases that we have studied (and also in the moss regions examined by Ireland et al. 2015), the width of the hump is comparable to its central frequency. For example, fitting the power spectrum of the rightmost panel of Figure 3 with the sum of a power-law and of a Gaussian without forcing this latter to be centered at zero yields a central frequency of 26 μHz and a full width at $1/e$ of 31 μHz . If interpreted as a damped wave, this would correspond to a damping time shorter than the period itself. Therefore, the only explanation for the presence of several peaks (more than 15 in the time-series of Figures 3 and 4) is that the physical phenomenon at their origin repeats itself, potentially with different initial and boundary conditions each time. This leads to the idea that the time-series should in fact be interpreted as a periodic succession of pulses of random amplitudes.

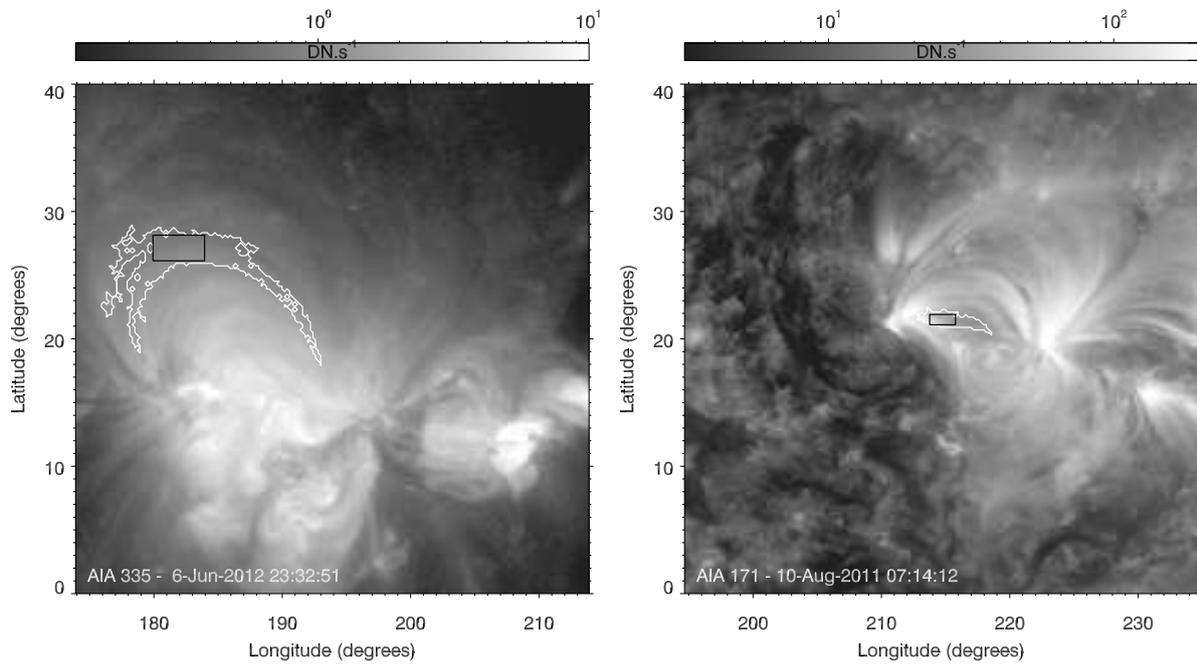


Fig. 1.— Left: middle frame of the one minute-cadence, 9202 frame-long *SDO/AIA* 33.5 nm sequence starting June 3, 2012 at 18:00 U.T. and ending June 10, 2012 at 04:29 U.T. Right: same as left for the 17.1 nm sequence starting August 8, 2011 at 04:01 U.T. and ending August 12, 2011 at 03:59 U.T. The white contours correspond to the regions of excess Fourier power detected by Froment et al. (2015). Each one delineates a bundle of loops, one in the outskirts of NOAA AR 11499 (left), the other one in the core of NOAA AR 11268 (right). Figures 3 and 4 present the time-series obtained by averaging the intensity over the black boxes, along with their Fourier and wavelet power spectra.

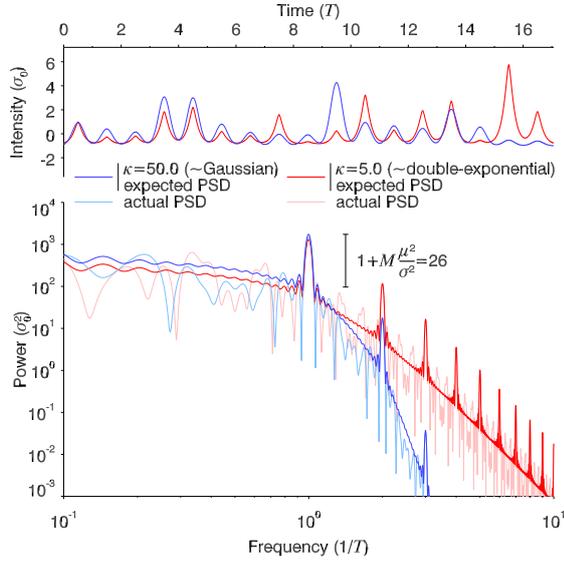


Fig. 2.— Top: sample random pulse trains for rounded ($\kappa = 50$, blue) and pointy ($\kappa = 5$, red) pulses defined by Equation 5. Bottom: corresponding expected (red and blue) and actual (lighter shades of red and blue) PSDs. The χ_3^2 distribution of amplitudes creates a continuum which is a scaled version of the PSD of the elementary pulse. The contrast between the spectral lines and the continuum depends only on the number of pulses and on the statistical distribution of their amplitudes.

3. PSDs of random amplitude pulse trains

A periodic succession of pulses of random amplitudes, called a random pulse train, can be expressed as

$$f(t) = \sum_{m=0}^{M-1} a_m p(t - mT), \quad (1)$$

where t is the time and T is the repetition period of M copies of an elementary pulse $p(t)$ with random amplitudes a_m . The corresponding PSD is given by (see Annex A and references therein)

$$\Psi(\nu) = |P(\nu)|^2 \left\{ M\sigma^2 + \mu^2 \left(\frac{\sin(\pi\nu TM)}{\sin(\pi\nu T)} \right)^2 \right\} \quad (2)$$

where $|P(\nu)|^2$ is the power spectrum of the elementary pulse $p(t)$, and σ and μ are respectively the standard

¹The term *pulse* is used throughout the paper to describe a rapid, transient increase in intensity followed by a rapid return to the original value.

deviation and the mean of the statistical distribution of the amplitudes of the pulses. The power spectrum of the pulse train is thus the power spectrum of the elementary pulse modulated by a periodically peaked function of period $1/T$.

Auchère et al. (2016) found that the PSDs of many time-series can be represented by the following model

$$\sigma(\nu) = A\nu^s + BK_\rho(\nu) + C, \quad (3)$$

where the first term is a power-law of slope s representing the background power, the second term is a kappa function representing the hump with ρ its width and κ defining the extent of its high-frequency wing, and the third term is a constant representing high frequency white noise. In order to illustrate the properties of the power spectra given by Equation 2, we thus consider trains whose elementary pulses $p(t)$ have power spectra proportional to the kappa function term of the above power model

$$|P(\nu)|^2 = K_\rho(\nu) = \left(1 + \frac{\nu^2}{\kappa\rho^2} \right)^{-\frac{\kappa+1}{2}}. \quad (4)$$

The analytic expression of these pulses is obtained by taking the inverse Fourier transform of the square root of the kappa function²:

$$p(t) = \frac{2\pi^{\frac{\kappa+1}{4}} (\kappa\rho^2)^{\frac{\kappa+3}{8}}}{\Gamma\left(\frac{\kappa+1}{4}\right)} |t|^{\frac{\kappa-1}{4}} K_{\frac{\kappa-1}{4}}\left(2\pi\rho\sqrt{\kappa}|t|\right) \quad (5)$$

where $K_\alpha(x)$ denotes the modified Bessel function of the second kind and $\Gamma(x)$ denotes the gamma function. The initial fraction ensures normalization to unity. For a given width ρ , the pulses tend to a Gaussian as κ tends to infinity, and they become increasingly peaked as κ decreases. For $\kappa = 3$ the pulse is a double-exponential.

Two sample pulse trains, normalized to their standard deviation σ_0 , are plotted in the top panel of Figure 2 as a function of t/T , in blue for rounded (nearly Gaussian, $\kappa = 50$) pulses and in red for pointy (nearly double-exponential, $\kappa = 5$) pulses. Apart from the pulse shape, all parameters are equal: $M = 17$ pulses equally spaced by T , of width³ $\rho = T/120$, and of amplitudes drawn – as an example and to ensure positivity – from a degree 3 chi-squared distribution, which has mean $\mu = 3$ and variance $\sigma^2 = 6$. The bottom

²The expression was obtained with the Mathematica software.

³Corresponding to a full width at half maximum of $\approx T/2$ for $\kappa = 50$ and $\approx T/3$ for $\kappa = 5$.

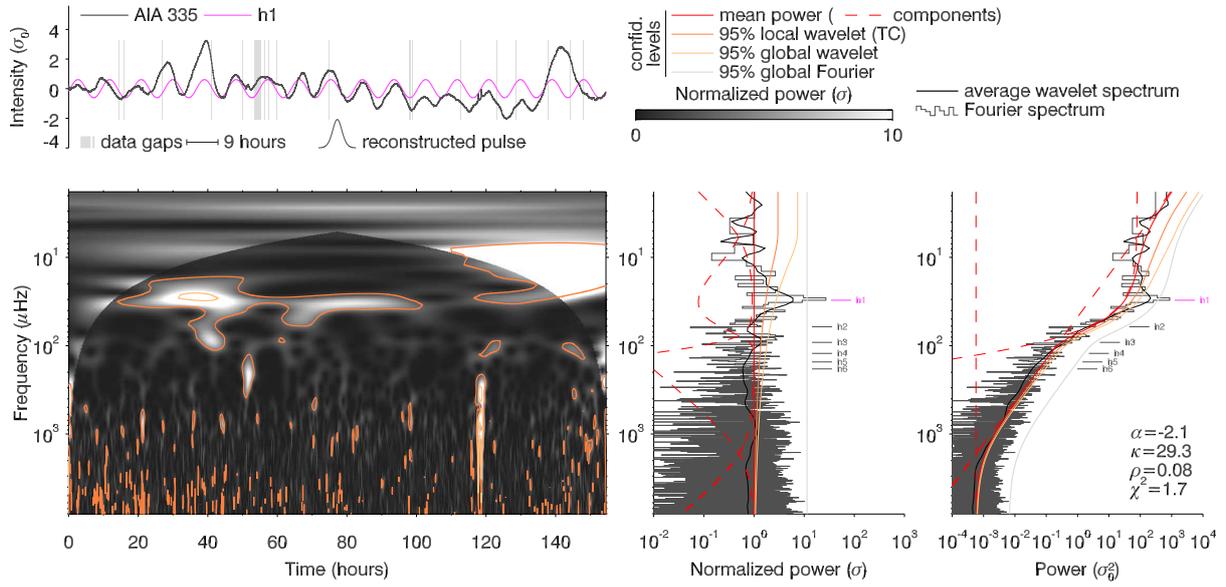


Fig. 3.— The time series corresponding to the left panel of Figure 1 is shown in the top left panel. Its Fourier and time-averaged wavelet power spectra (rightmost panel, gray histograms and black curves) exhibit a broad hump superimposed on an power-law leveling off at high frequencies. The 26.3σ peak of Fourier power labeled h1 at $30 \mu\text{Hz}$ stands out in the whitened spectra (middle panel) and has a 1.7×10^{-8} probability of random occurrence. The corresponding Fourier component is over-plotted on the time-series in magenta. The whitened wavelet spectrum (left panel) shows a matching strip of significant power lasting for most of the sequence. The elementary pulse reconstructed by inverse Fourier transform of the kappa function component (dashed red) of the mean power fit (solid red) resembles the shape of the pulsations in the light-curve.

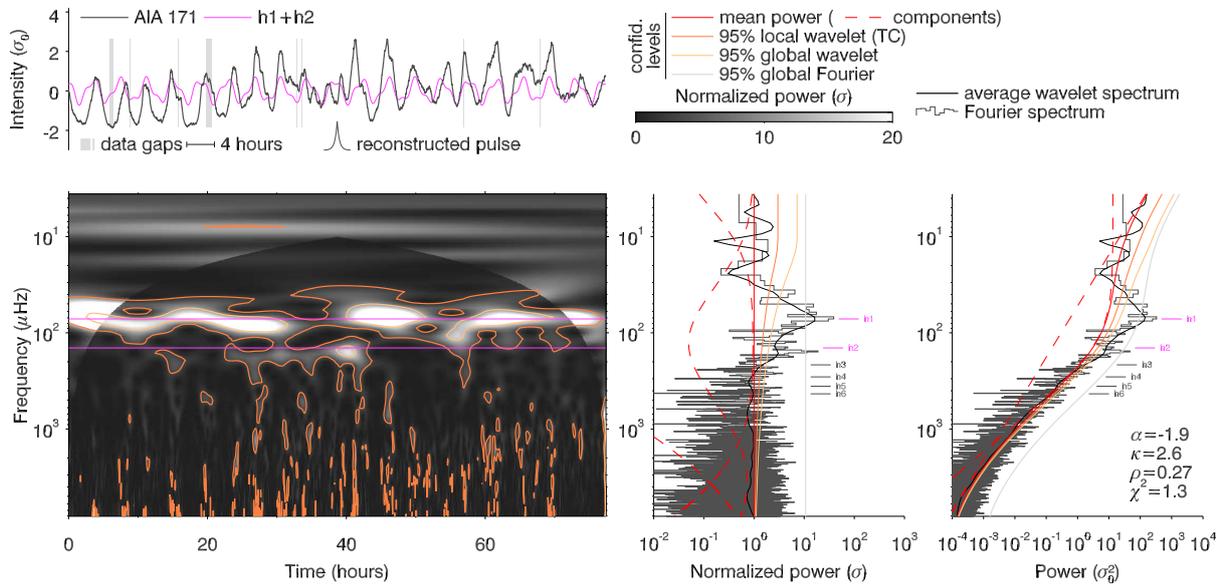


Fig. 4.— Same as Figure 3 for the time series corresponding to the right panel of Figure 1.

panel shows, with the same color coding, the corresponding expected PSDs⁴ computed using Equation 2 after substitution of $|P(\nu)|^2$ by its expression (Equation 4). They are the *average* PSDs that one would expect from an infinite number of realizations of the amplitudes, *not* the PSDs of the curves of the top panel⁵. Since the number of pulses, the period, and the distribution of amplitudes are identical in both cases, so is the periodic modulation term between brackets in Equation 2. Only the PSDs of the elementary pulses – which correspond to the lower and upper envelopes – are different. For nearly Gaussian pulses, $|P(\nu)|^2$ is also nearly Gaussian while for nearly double-exponential pulses, $|P(\nu)|^2$ has an extended high-frequency power-law wing of slope -6.

Interestingly, while the harmonic peaks are due to the periodicity of the pulses, the continuum $M\sigma^2 |P(\nu)|^2$ arises from the randomness of their amplitudes ($\sigma \neq 0$). The Probability Density Function (PDF) of the amplitudes of an observed pulse train cannot be completely determined from the PSD because only the mean and variance appear in Equation 2. Nonetheless, for a given number of pulses, the contrast between the peaks and the continuum, given by

$$1 + M \frac{\mu^2}{\sigma^2}, \quad (6)$$

fixes the coefficient of variation $c_v = \sigma/\mu$, which quantifies the extent of variability of a random variable in relation to its mean. While the contrast increases with the number of pulses, it decreases with the square of the coefficient of variation, which implies that the periodic component of the PSD tends to vanish if the amplitudes are highly variable. In the example of Figure 2, the PDF is χ_3^2 , $c_v = \sqrt{2/3}$ and the contrast is $1 + 3M/2 = 26.5$.

The only signature of the periodicity of the pulses in the PSD is the presence of harmonic peaks. Since the PSD of a single pulse is proportional to $|P(\nu)|^2$, it is indistinguishable from the continuum of the PSD of a random pulse train. Therefore, the hump in the PSD of a real time-series must in all cases be accounted for as

⁴Note that any distribution of amplitudes with the same coefficient of variation σ/μ would result in identical expected PSDs (see Annex A and Equation A7).

⁵The analytic expressions of the PSDs of the two particular pulse trains of the top panel of Figure 2 can be derived from the Fourier transform of Equation 5 and the time shifting theorem. They are represented in light shades of blue and red, but they are of no practical use.

background power. This is essential in order to derive proper confidence levels for the detection of the peaks, and justifies *a posteriori* the model of Equation 3.

4. Evidences for pulse trains in coronal loops

4.1. Detection in AIA data.

The AIA 33.5 nm time-series plotted in dark gray in the top left panel of Figure 3 corresponds to the sequence referred to as Case 1 by Froment et al. (2015). The Fourier and wavelet analysis of this time-series, including a critical reassessment of confidence levels, was described in detail in Auchère et al. (2016) and is summarized below. The histogram-style curve of the right panel is the Fourier power spectrum of the Hannapodized time-series. The solid red curve is the least-squares fit (of reduced $\chi^2 = 1.7$) of this spectrum with the three-component (dashed red curves) model $\sigma(\nu)$ of Equation 3. The hump formed by the kappa function term dominates over the expected background power-law between 6 and 80 μHz . The peak of Fourier power at 30 μHz labeled h1 exceeds the 95% *global*⁶ confidence level (gray curve) and reaches 26.3 σ , which corresponds to a random occurrence probability of 1.7×10^{-8} (Scargle 1982; Auchère et al. 2016). 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. The power at 30 μHz exceeds the 95% *local* confidence level (orange contours) during most of the sequence, with a maximum above the 95% *global* confidence level (yellow contours) 39 hours after the beginning. Such a long-lived structure has a 7×10^{-11} random occurrence probability. This produces a 6 σ peak in the time-averaged wavelet spectrum (black curves in the middle and right panels) that lies above the 95% global confidence levels (yellow curves), with an associated random occurrence probability of 6×10^{-7} .

Figure 4 is identical to Figure 3 for Case 3 of Froment et al. (2015). In the fitted model (red curves), the kappa function dominates over the power-law between 13 and 3000 μHz . The peak of Fourier power at 72 μHz labeled h1 exceeds the 95% global confidence level (gray curves) and reaches 38.9 σ , which

⁶*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. 2016).

corresponds to a random occurrence probability of 1.5×10^{-14} . The power at $72 \mu\text{Hz}$ in the wavelet spectrum of the bottom left panel exceeds the 95% global confidence level (yellow contour) during most of the sequence. This produces a 16.3σ peak in the time-averaged wavelet spectrum (black curves). The associated probabilities are too low to be meaningful.

A second peak of Fourier power surpasses the 95% global confidence level at $158 \mu\text{Hz}$. At 18.9σ , it has a random occurrence probability of 1.4×10^{-5} . It lies $14 \mu\text{Hz}$, or 8%, higher than the theoretical frequency of the second order harmonic – labeled h2 – of the primary peak (h1, the fundamental, or first harmonic). This corresponds in the wavelet spectrum to the secondary band of power that exceeds the 95% local confidence level between 23 and 43 hours, preceded by an isolated peak at the same frequency around 15 hours. The secondary band of wavelet power actually lies at exactly twice the frequency of the fundamental between 23 and 31 hours, both peaks being shifted by about $14 \mu\text{Hz}$ towards the high frequencies compared to h1 and h2 (magenta lines). It is thus likely that the secondary peak of Fourier power is indeed the second harmonic, the offset with h2 resulting from a combination of the noise and of the temporal variations of the fundamental frequency. As we will see in the next section, this explanation is corroborated by the pointier shape of the pulses at the times where the harmonic is visible in the wavelet spectrum. Other explanations would require either a physical mechanism of frequency doubling or the presence along the line of sight of a second structure pulsating at twice the frequency of the other.

All confidence levels indicate beyond reasonable doubt that the periodicities detected in the two time-series of Figures 3 and 4 are of solar origin. In addition, the Fourier and wavelet power spectra exhibit all the characteristics expected from random pulse trains (see 3): a broad hump centered on zero frequency, a primary peak of power a few ten σ above, and possibly the presence of higher order harmonics.

4.2. Comparison with simulated pulse trains

In order to determine if and under what conditions the fundamental and harmonic peaks expected in the PSDs of random pulse trains can be detected in real data, we simulated observations of the two pulse trains of Figure 2 by adding background emissions and photon noise, and we analyzed the resulting light curves

using the exact same code as the real time-series of § 4.1. We set $T = 8$ hours, a cadence δt of 1 minute and a total of $N = 8192$ data points, i.e. a total duration of 137 hours or 5.7 days. The PSDs of the simulated data have three components: the PSD of the pulse train, that of the background emission, and the constant produced by photon noise. The pulse trains and the background emissions were scaled so that the relative variances of the three components are similar to those in observed PSDs. The background emissions are random time-series synthesized using the algorithm of Timmer & Koenig (1995) to have PSDs following power-laws of exponent -2. The pulse trains were normalized to have variances ten times that of their respective background emission. The total signals were then linearly scaled so that their means are comparable to those of real data. Next, photon noise was included by replacing the intensity at each time step by a random deviate drawn from a Poisson distribution with that mean. Finally, we removed thirty randomly chosen data points to mimic data gaps.

The resulting light curves, normalized to their standard deviation σ_0 , are shown in gray in the top left panels of Figures 5 and 6 for, respectively, the nearly Gaussian ($\kappa = 50$) and nearly double exponential ($\kappa = 5$) cases. The background emissions are shown in green and the pulse trains (identical to those of Figure 2) in blue. These two figures are to be compared one to one with Figures 3 and 4:

1. In the bottom right panels, the Fourier (gray histograms) and global wavelet (black lines) spectra exhibit identical shapes in simulated and real data: an overall power-law behavior flattening out at high frequencies with a hump between 10 and $100 \mu\text{Hz}$. This later is more pronounced in the AIA 33.5 nm and Gaussian pulse train spectra (Figures 3 and 5). In simulated data, the hump matches the expected PSDs of the pulse trains⁷ (superimposed in blue and shown in the bottom panel of Figure 2).
2. A fundamental frequency (marked h1 in magenta) is detected in the Fourier spectra in all cases with comparable significance levels (10 to 30 times the local mean power). A second har-

⁷We use the following normalizations for the Fourier transform and the Fast Fourier Transform (FFT): $F(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-2i\pi\nu x) dx$, $\text{FFT}(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n \exp(-2i\pi kn/N)$. The analytic PSDs are scaled by $(N\delta t)^2$ to match those computed by FFT.

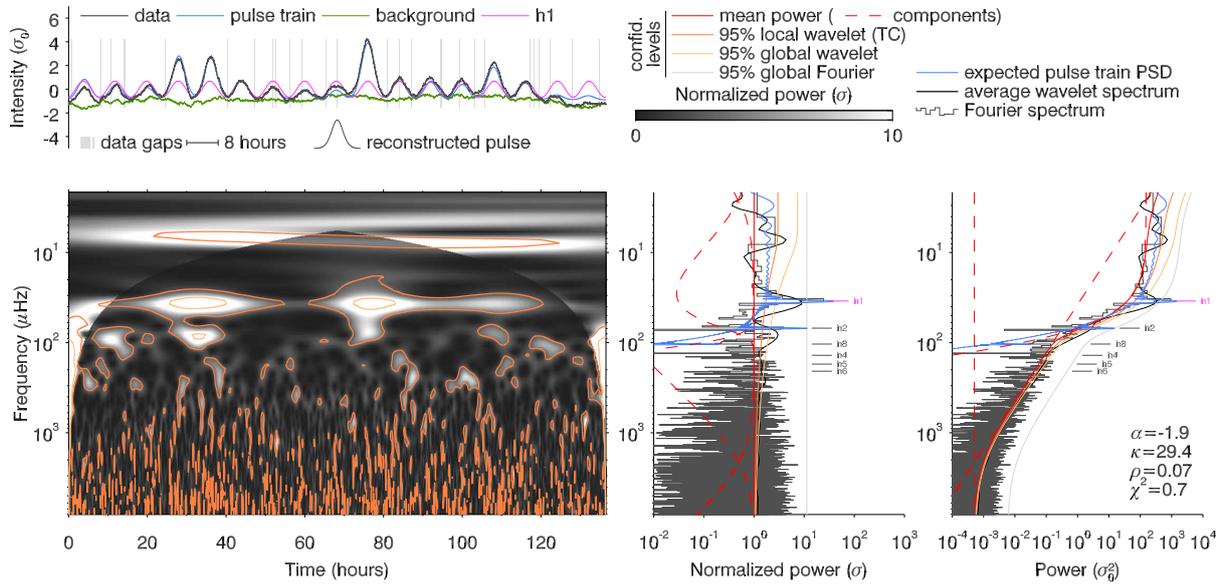


Fig. 5.— Fourier and wavelet analysis of simulated data based on a train of nearly Gaussian pulses of random amplitudes. The Figure is to be compared with Figure 3. See text for details.

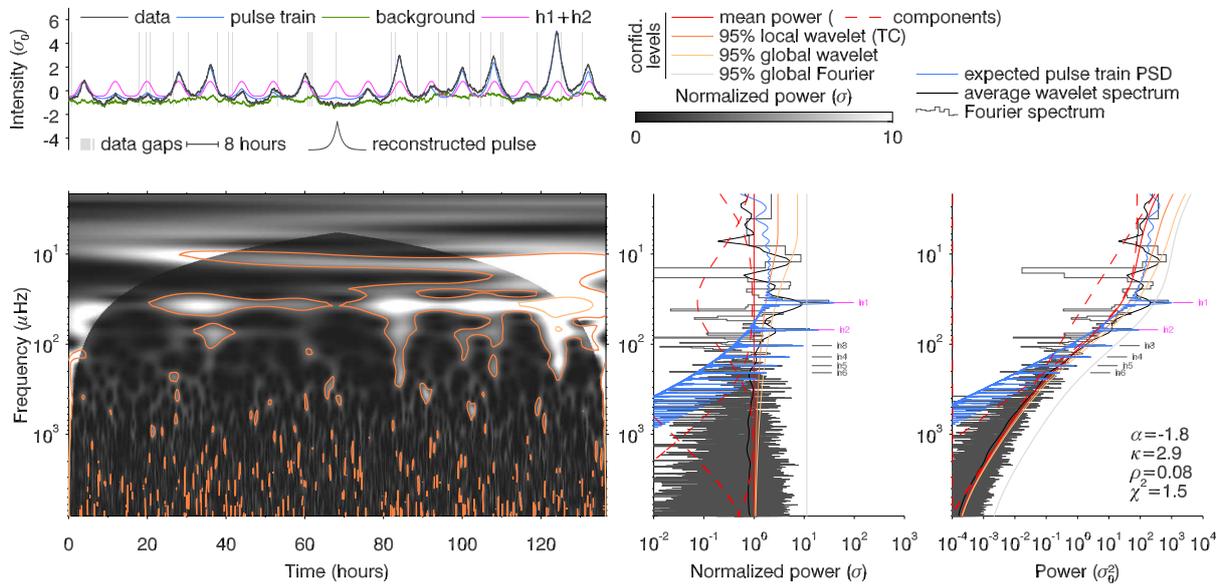


Fig. 6.— Same as Figure 5 for a nearly double exponential pulse train. To be compared with Figure 4.

monic (marked h2) is also detected for the AIA 17.1 nm series and for the double exponential train (Figures 4 and 6).

3. The model of Equation 3 is a good fit to the mean power in all cases, as shown by the reduced χ^2 values and by the flatness of the whitened spectra (middle panels). In the simulations, while the $s = -2$ slope of the background emission power-law is correctly recovered, the width of the hump ρ and the value of κ differ significantly from the input. The reason is that the kappa function parameters are constrained only over a limited range of frequencies. Nonetheless, the fit correctly identifies the simulated pulses as nearly Gaussian ($\kappa = 29.4$, Figure 5) and nearly double exponential ($\kappa = 2.9$, Figure 6), as shown also by the elementary pulses reconstructed by inverse Fourier transform of the kappa function component.
4. From Equation 4 and Figure 2, the more peaked the pulses, the more extended the high-frequency wing of their PSD. It is thus easier to detect high order harmonics for peaked pulses than for rounded ones. The hump in Figures 3 and 5 drops too rapidly ($\kappa = 29.3$ and $\kappa = 29.4$) for the second harmonic to be detected. Conversely, in Figures 4 and 6, the extended wing ($\kappa = 2.6$ and $\kappa = 2.9$) remains longer above the power-law component and the second harmonic is visible.
5. The high-frequency wing of the kappa function being itself a power-law (Equation 4), it can be difficult to distinguish the hump from the background in the case of peaked pulses (Figures 4 and 6).
6. Significant power is detected in all the wavelet spectra (bottom left panels), but intermittently. Indeed, the power in each pulse scales with the square of its amplitude, while the model of background power used to derive the confidence levels is constant with time.
7. The strongest peaks of power in the wavelet spectra of Figures 5 and 6 present high-frequency extensions (most visible between 25 and 60 hours in the AIA 17.1 nm data). These correspond to the enhanced visibility of the high-frequency wing of the PSD of strong individual pulses with respect to the background power-law.

In conclusion, this comparison shows that the fundamental characteristics of the Fourier and wavelet spectra of Figure 3 (respectively 4) can be explained by the presence of a nearly Gaussian (respectively nearly double exponential) pulse train in the AIA 33.5 nm (respectively 17.1 nm) time-series.

5. Conclusions

Numerical simulations of coronal loops indicate that periodic thermal non-equilibrium cycles are an unambiguous tracer of quasi-steady footpoint heating. TNE is has been proposed as a viable explanation of the intensity pulsations that we recently discovered in coronal loops Froment et al. (2015, 2016). Since the boundary conditions relevant to TNE (loop geometry, heating rate and localisation, etc.) are likely to vary randomly over time, it is expected that each TNE cycle is different from the preceding one, effectively producing periodic intensity pulses of random amplitudes. In this paper, we demonstrated that the PSDs of the time-series reported by Auchère et al. (2014) and Froment et al. (2015) indeed exhibit the characteristic harmonics and continuum expected from random pulse trains. We thus explicitly use the terminology *pulsations*, as opposed to *oscillations*, which would incorrectly suggest that the observed periodicities correspond to vibrational modes. The theoretical PSD of pulse trains that we compared our observations with presupposed that the amplitudes are decorrelated (see Annex A). However, correlated amplitudes – e.g. resulting from a remnant of past cycles conditions – would only modify the contrast between the harmonic peaks and the continuum of the PSD (Xiong 2000). In all cases, the harmonics are the signature of the periodicity of the pulses, the continuum is the signature of the randomness of their amplitudes, and the ratio between the two constrains the PDF of these latter.

The identification random pulse trains in the data reinforces TNE as being the correct explanation of the slow pulsations observed in coronal loops. Auchère et al. (2014) have estimated that half of the active regions of the year 2000 underwent a pulsation event. Considering that many events may have been missed by the automatic detection algorithm (because of, e.g., the high detection thresholds, data gaps, or the bias toward strictly periodic events inherent to working in the Fourier space), it is reasonable to think that the majority of active regions exhibit this type of behavior at least once in their lifetime. In addition, using one

dimensional hydrodynamic simulations with realistic loop geometries from photospheric magnetic field extrapolations, Froment et al. (2016) have shown that the region of the parameter space for which TNE cycles develop is very limited, thus explaining why only some of the loops of an entire active region exhibit pulsations even if all are heated quasi-steadily at their footpoints. Since TNE is already the standard model of prominence formation and coronal rain, we now have a growing body of evidence that quasi-steady footpoint heating is the norm in active regions, even though the fundamental mechanism could still be anything from truly continuous wave dissipation to high frequency nanoflares. As a final point, about half of the pulsation events reported by Auchère et al. (2014) were located in the quiet Sun, which tantalizingly hints that TNE may be at play in these regions too.

The authors acknowledge the use of the wavelet code by Torrence & Compo (1998). The authors acknowledge the use of use of *SDO/AIA* data. This work used data provided by the MEDOC data and operations centre (CNES / CNRS / Univ. Paris-Sud), <http://medoc.ias.u-psud.fr/>.

REFERENCES

- Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 1991, *ApJ*, 378, 372
- Antolin, P., Shibata, K., & Vissers, G. 2010, *ApJ*, 716, 154
- Antolin, P., Vissers, G., Pereira, T. M. D., Rouppe van der Voort, L., & Scullion, E. 2015, *ApJ*, 806, 81
- Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014, *A&A*, 563, A8
- Auchère, F., Cook, J. W., Newmark, J. S., et al. 2005, *ApJ*, 625, 1036
- Auchère, F., Froment, C., Bocchialini, K., Buchlin, E., & Solomon, J. 2016, *ApJ*
- Barnard, R. D. 1964, *Bell System Technical Journal*, 43, 233
- Beutler, F. J., & Leneman, O. A. Z. 1968, *Information and Control*, 12, 236
- Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 291
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 1
- Froment, C., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2015, *ApJ*, 807, 158
- . 2016, *ApJ*
- Gradshteyn, I. S., & Ryzhik, I. M. 1994, *Table of integrals, series and products*, 5th edn., ed. Jeffrey, Alan (New York: Academic Press)
- Gruber, D., Lachowicz, P., Bissaldi, E., et al. 2011, *A&A*, 533, A61
- Guennou, C., Auchère, F., Klimchuk, J. A., Bocchialini, K., & Parenti, S. 2013, *ApJ*, 774, 31
- Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012a, *ApJS*, 203, 25
- . 2012b, *ApJS*, 203, 26
- Huggins, W. H. 1957, *Proc. IRE*, 74
- Inglis, A. R., Ireland, J., & Dominique, M. 2015, *ApJ*, 798, 108
- Ireland, J., McAteer, R. T. J., & Inglis, A. R. 2015, *ApJ*, 798, 1
- Karpen, J. T., Antiochos, S. K., Hohensee, M., Klimchuk, J. A., & MacNeice, P. J. 2001, *ApJ*, 553, L85
- Karpen, J. T., Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 2006, *ApJ*, 637, 531
- Kaufman, H., & King, E. H. 1955, *IRE Transactions on Information Theory*, 1, 40
- Klimchuk, J. A. 2009, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 415, *The Second Hinode Science Meeting: Beyond Discovery-Toward Understanding*, ed. B. Lites, M. Cheung, T. Magara, J. Mariska, & K. Reeves, 221
- Klimchuk, J. A. 2015, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 373, 20140256
- 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

- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 17
- Lionello, R., Alexander, C. E., Winebarger, A. R., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2015, *ApJ*
- Lionello, R., Winebarger, A. R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2013, *ApJ*, 773, 134
- Lucht, P. 2013, [http://user.xmission.com/~rimrock/Documents/Fourier Transforms and their Application to Pulse Amplitude Modulated Signals.pdf](http://user.xmission.com/~rimrock/Documents/Fourier%20Transforms%20and%20their%20Application%20to%20Pulse%20Amplitude%20Modulated%20Signals.pdf)
- Mikić, Z., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Winebarger, A. R. 2013, *ApJ*, 773, 94
- Mok, Y., Mikić, Z., Lionello, R., & Linker, J. A. 2008, *ApJ*, 679, L161
- 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
- Parker, E. N. 1972, *ApJ*, 174, 499
- . 1988, *ApJ*, 330, 474
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 3
- Rappazzo, A. F., Velli, M., Einaudi, G., & Dahlburg, R. B. 2007, *ApJ*, 657, L47
- Reale, F. 2014, *Living Reviews in Solar Physics*, 11, doi:10.12942/lrsp-2014-4
- Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, 263, 835
- Timmer, J., & Koenig, M. 1995, *A&A*, 300, 707
- Torrence, C., & Compo, G. 1998, *BAMS*, 79, 61
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2013, *The Astrophysical Journal*, 771, 115
- Vincent, C. H. 1973, *Random Pulse Trains: Their Measurement and Statistical Properties*
- Winebarger, A. R., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2014, *ApJ*, 795, 138
- Xiong, F. 2000, *Digital Modulation Techniques* (Artech House)

A. Power spectral density of random amplitude periodic pulse trains

A pulse train $f(t)$ formed by the succession at regular intervals T of M copies of varying amplitudes a_m of an elementary pulse $p(t)$ is given by

$$f(t) = \sum_{m=0}^{M-1} a_m p(t - mT). \quad (\text{A1})$$

There is particular interest in the situation where the amplitudes a_m result from a stochastic process, in which case $f(t)$ is called a random pulse train⁸. Indeed, the signals transmitted in communication systems are trains of symbols whose occurrence is practically random. The statistical properties of the Power Spectral Density (PSD) of random pulse trains have thus been extensively studied since at least the 1950s (e.g. Kaufman & King 1955; Huggins 1957; Barnard 1964; Beutler & Leneman 1968) and are described in engineering textbooks (Vincent 1973; Xiong 2000) because they condition the optimization of transmission bandwidth usage. Equation A1 corresponds to the analog information encoding scheme called Pulse-Amplitude Modulation (PAM) in telecommunications⁹. For completeness and for the convenience of the reader, we re-derive below the expression of the corresponding PSD as used in the main body of the present paper.

If the elementary pulse $p(t)$ is square integrable, then, as long as M is finite, $f(t)$ is square integrable too and thus has finite total power. Using the linearity property, we write the Fourier transform of $f(t)$ as the sum of the Fourier transforms of the individual pulses

$$F(\nu) = \sum_{m=0}^{M-1} \int_{-\infty}^{+\infty} a_m p(t - mT) e^{-2i\pi\nu t} dt. \quad (\text{A2})$$

Using the time shifting theorem on Equation A2, we obtain the following expression for the PSD $|F(\nu)|^2$ of $f(t)$

$$|F(\nu)|^2 = |P(\nu)|^2 \left| \sum_{m=0}^{M-1} a_m e^{-2i\pi\nu mT} \right|^2, \quad (\text{A3})$$

where $P(\nu)$ is the Fourier transform of the elementary pulse $p(t)$ and $|P(\nu)|^2$ is its PSD. We immediately note that the summation in Equation A3 is the Fourier transform¹⁰ of the list of a_m . The PSD of $f(t)$ is thus the product of the PSD of the elementary pulse by the PSD of the discrete amplitudes¹¹.

Since the amplitudes a_m are random, the PSD varies randomly for different realizations of the random process. However, we can compute the *expected* PSD, i.e. the statistical average of the PSDs corresponding to an infinite

⁸Lucht (2013) introduced instead the term *statistical pulse train* to describe an idealized pulse train whose statistical properties would match those of a sufficiently large number or realization of the random amplitudes.

⁹Other encoding schemes correspond to other types of pulse trains for which the location or the width of the individual pulses is modulated (Kaufman & King 1955; Beutler & Leneman 1968).

¹⁰This transform is the continuous transform of a discrete signal, sometimes called the discrete-time Fourier transform (DTFT), not to be confused with the discrete Fourier transform (DFT), which is obtained by evaluating the DTFT at discrete frequencies.

¹¹Up to now we have in fact not made assumptions on the amplitudes. Therefore Equation A3 is valid for any decomposition of a function $f(t)$ on the basis of functions $p(t - mT)$.

number of these realizations. Expanding Equation A3 and using the commutativity property of finite sums, we have

$$\begin{aligned}
\Psi(\nu) &= \mathbb{E} \left[|F(\nu)|^2 \right] \\
&= |P(\nu)|^2 \mathbb{E} \left[\left| \sum_{m=0}^{M-1} a_m e^{-2i\pi\nu m T} \right|^2 \right] \\
&= |P(\nu)|^2 \mathbb{E} \left[\left(\sum_{m=0}^{M-1} a_m e^{-2i\pi\nu m T} \right) \left(\sum_{m=0}^{M-1} a_m e^{-2i\pi\nu m T} \right)^* \right] \\
&= |P(\nu)|^2 \sum_{l=0}^{M-1} \sum_{m=0}^{M-1} \mathbb{E} [a_l a_m] e^{-2i\pi\nu(l-m)T}, \tag{A4}
\end{aligned}$$

where \mathbb{E} is the expected value operator and $*$ denotes the complex conjugate¹². Assuming stationarity of the random process causing the amplitude variations¹³, all the a_m have the same mean $\mu = \mathbb{E} [a_m]$ and the same variance σ^2 . If we further add the assumption that the a_m are independent¹⁴, then we also have $\mathbb{E} [a_l a_m] = \mathbb{E} [a_l] \mathbb{E} [a_m]$. Thus,

$$\mathbb{E} [a_l a_m] = \begin{cases} \mathbb{E} [a_l^2] = \sigma^2 + \mu^2 & \text{if } l = m \\ \mathbb{E} [a_l a_m] = \mu^2 & \text{if } l \neq m \end{cases}. \tag{A5}$$

Substituting these expressions in Equation A4 by splitting the sums into the $l = m$ and $l \neq m$ cases, we get

$$\begin{aligned}
\Psi(\nu) &= |P(\nu)|^2 \left\{ M\sigma^2 + \mu^2 \sum_{m=0}^{M-1} e^{-2i\pi\nu(l-m)T} \right\} \\
&= |P(\nu)|^2 \left\{ M\sigma^2 + \mu^2 \left(\sum_{m=0}^{M-1} e^{-2i\pi\nu m T} \right) \left(\sum_{m=0}^{M-1} e^{-2i\pi\nu m T} \right)^* \right\}. \tag{A6}
\end{aligned}$$

The two latter sums are geometric progressions and can thus be rewritten using the relation $\sum_{n=0}^{N-1} q^n = (q^N - 1)/(q - 1)$ (Gradshteyn & Ryzhik 1994, relation 0.112, p. 1), from which it follows that

$$\Psi(\nu) = |P(\nu)|^2 \left\{ M\sigma^2 + \mu^2 \left(\frac{\sin(\pi\nu T M)}{\sin(\pi\nu T)} \right)^2 \right\}, \tag{A7}$$

which is equivalent to Equation 35.17 of Lucht (2013). The second term of Equation A7 is periodic of period $1/T$. In the vicinity of zero, $\sin^2(\pi\nu T M)/\sin^2 \pi\nu T \approx M^2 \text{sinc}^2(\pi\nu T M)$, which tends to $M\delta(\nu)/T$ when $M \rightarrow \infty$. The PSD given by A7 diverges for an infinite number of pulses, but we can define $\Psi'(\nu) = \Psi(\nu)/N$ which is the PSD *per pulse* so that

$$\Psi'(\nu) = |P(\nu)|^2 \left\{ \sigma^2 + \frac{\mu^2}{T} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(\nu - \frac{m}{T}\right) \right\}, \tag{A8}$$

which is identical to equation A.17 of Xiong (2000) (see also equations 2a, 2b and Table III of Kaufman & King 1955). Under the stationarity and independence hypotheses, the expected PSD of a random pulse train is thus the product of the PSD of the elementary pulse by the sum of two components: a constant and a periodically peaked

¹²Note that $\mathbb{E} [a_l a_m]$ is the autocorrelation of the amplitudes.

¹³It is worth noting that the mean μ and the variance σ^2 are not the mean and the variance of the M amplitudes a_m . Each a_m is a random variable whose mean and variance could be estimated from a large number of realizations. For a stationary process, the mean and variance of the ensemble of M amplitudes a_m would tend to respectively μ and σ^2 for an infinite pulse train.

¹⁴The case where the amplitudes are correlated is treated in, e.g., Huggins (1957); Barnard (1964); Xiong (2000). Barnard (1964) details the specific case of Markov pulse trains for which each amplitude depends on that of the previous pulse only.

function that tends to a Dirac comb when the number of pulses is large. Finally, if the amplitudes are constant then $\sigma^2 = 0$ and the second member of Equation A8 reduces to the product of the PSD of the elementary pulse by a Dirac comb of period $1/T$, a result that could naturally have been obtained directly from Equation A1 using the convolution theorem.

3.4 Conclusions

Parmi les milliers de détections d'événements de pulsations EUV de longue période avec AIA, j'ai étudié trois cas se produisant dans un faisceau de boucles coronales. Si l'origine solaire de ces pulsations, très communes dans les boucles, a été validée (voir Chapitre 2), les processus physiques à l'origine de ces pulsations restaient à être étudiés. La continuité des données sur plusieurs jours et les six bandes spectrales (et donc températures) offertes par l'imageur AIA m'a permis de réaliser une analyse physique détaillée du plasma de ces cas de boucles pulsantes sur des temps très long (périodes de 4 à 9 heures).

Dans Froment et al. (2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3), je présente l'analyse de trois événements, dans des boucles, sélectionnés pour leur signal de détection fort. La combinaison de l'étude de l'évolution de la DEM et la visualisation dans les régions actives concernées des décalages temporels entre les bandes d'AIA m'a permis de relier ces pulsations aux processus de chauffage de ces boucles particulières. En effet, les variations de la forme de la DEM montrent que le matériel froid est périodiquement plus abondant dans ces boucles, ce qui suggère des cycles de chauffage et de refroidissement du plasma dans ces boucles. De plus, le retard observé entre l'évolution périodique de la température et la densité dans ces boucles et les longues périodes en jeu (quelques heures) indiquent de fortes similitudes avec ce qui est prédit par les modèles de TNE. Les simulations numériques de Lionello et al. (2013); Mikić et al. (2013); Winebarger et al. (2014) montrent qu'il peut y avoir du TNE dans des boucles chaudes, bien que ces processus aient été longtemps exclus des modèles de boucles car ils ne produisaient pas des boucles réalistes (température qui s'effondrait au sommet par exemple, voir Klimchuk et al. 2010). Mikić et al. (2013) montrent notamment qu'en prenant en compte une géométrie de boucle plus réaliste (non circulaire et avec une section transverse non constante) avec un chauffage très stratifié et constant dans les boucles, on peut produire des cycles d'évaporations et de condensations incomplètes du plasma. La température du sommet de la boucle reste alors à des températures cohérentes avec celles des boucles chaudes. Les observations de boucles pulsantes avec des périodes très longues semblent correspondre à ce type d'événements vus dans les simulations et qui mettent en jeu des condensations incomplètes. Il faut noter cependant que ceci est le comportement moyen observé à la résolution d'AIA mais que cela n'exclut pas la présence de condensations complètes dans ces boucles. Les simulations de Klimchuk et al. (2010) sont unidimensionnelles, elles ne représentent qu'une seule boucle isolée de l'émission des avant-plans et des arrière-plans. On peut donc imaginer que localement ce type de comportement pourrait être cohérent avec les observations AIA.

Les cartes de décalages temporels entre les bandes d'AIA montrent un refroidissement généralisé des régions actives dans lesquelles j'ai étudié des faisceaux de boucles pulsants. Dans chacune de ces régions, un seul faisceau présente ce type de pulsations très lentes. Le refroidissement de ces boucles est le même (valeurs semblables de retard) que pour celles qui ne présentent pas de pulsations. Si ces régions actives se refroidissent de la même manière dans leur ensemble, cela pourrait indiquer que les processus de chauffage sont les mêmes dans les boucles pulsantes et dans le reste de ces régions. Dans ce cas, certaines boucles auraient alors des propriétés particulières qui le feraient rentrer dans un régime différent des autres. On peut aussi imaginer à l'inverse que même si le refroidissement est

le même, les processus de chauffage pourraient être différents entre les boucles pulsantes et le reste des régions étudiées et que l'étude du refroidissement ne permet pas de discriminer les scénarios de chauffage.

Une étude complémentaire a été réalisée par [Auchère et al. \(2016, Article \(A.1.3\), Section 3.3.2\)](#), en regardant cette fois-ci uniquement la nature des signaux périodiques des boucles. Les spectres de puissance des cas étudiés dans [Froment et al. \(2015, Article \(A.1.1\), Section 3.2.3\)](#) peuvent être expliqués par un signal composé d'impulsions successives, d'amplitudes aléatoires, qui se répètent périodiquement. On y réaffirme aussi que le signal périodique observé peut être appelé *pulsations*, ce sont des variations d'intensité produites par un même phénomène qui se répète périodiquement. Ce ne sont pas des *oscillations* dues à la présence d'ondes. Cette compréhension de la nature, en terme de signal, des pulsations observées renforce l'interprétation physique de ces observations comme étant la manifestation de TNE dans des boucles chaudes. Les conditions physiques présentes dans les régions actives peuvent changer suffisamment d'un cycle à l'autre (sur quelques heures) pour modifier l'amplitude des impulsions. Cependant on imagine que les conditions de chauffage ne doivent pas être radicalement modifiées pour ne pas sortir des conditions nécessaires à l'apparition du TNE, c'est à dire un chauffage quasi-continu et très stratifié.

En conclusion, ce phénomène nouvellement observé de pulsations de longue période dans des boucles coronales est très important car il permet de montrer une distribution spatiale et temporelle particulière du chauffage des boucles.

Exploration des propriétés des boucles favorisant l'absence d'équilibre thermique et correspondance avec les observations

Sommaire

4.1 La géométrie des boucles pulsantes est-elle particulière ?	118
4.1.1 La géométrie des boucles <i>via</i> l'extrapolation du champ magnétique	118
4.1.2 Extrapolations du champ magnétique des trois régions d'étude des boucles pulsantes	120
4.1.3 Etude statistique des deux populations de boucles : les boucles pulsantes se distinguent-elles par leur géométrie ?	122
4.1.4 Conclusions sur l'étude de la géométrie des boucles	133
4.2 Modélisation de TNE et correspondance avec les observations	136
4.2.1 Code hydrodynamique 1D utilisé et hypothèses de calcul	136
4.2.2 Topologie du champ B et indication de sites préférentiels de chauffage dans les observations	139
4.2.3 Article (A.1.4)	141
(A.1.4) Long-Period Intensity Pulsations in Coronal Loops Explained by Thermal Non-Equilibrium Cycles	141
4.2.4 Discussion sur les limitations de l'étude des décalages temporels entre les bandes EUV	157
4.3 Sensibilité du TNE	158
4.3.1 Balayage de l'espace des paramètres des simulations	158
4.3.2 Quelles conditions pour produire du TNE à condensations incomplètes ?	180
4.4 Conclusions	181

Dans ce chapitre, je présente une étude de modélisation numérique de boucles, en continuité avec l'analyse observationnelle du Chapitre 3. Je teste notamment si le TNE avec des cycles d'évaporations et de condensations incomplètes dans les simulations est bien cohérent avec les observations de boucles pulsantes. Je m'intéresserai aussi à comprendre les conditions particulières qui ne permettraient qu'à certaines boucles de rentrer

dans ces cycles. En effet dans chaque région étudiée, il n’y a qu’un seul faisceau de boucles qui présente des pulsations d’intensité de longue période (voir les Figures 4, 16 et 24 de [Froment et al. 2015](#), dans la Section 3.2.3). Cela peut venir du fait que l’on ne détecte pas tous les événements de pulsations (voir Chapitre 2) mais il se peut aussi que les boucles pulsantes auraient des propriétés intrinsèques particulières, de géométrie et de chauffage comme le suggèrent [Mikić et al. \(2013\)](#).

Dans la Section 4.1, je présente une étude de la géométrie des boucles des trois régions étudiées dans le Chapitre 3. Cette étude a pour but de déterminer si les boucles pulsantes ont des propriétés géométriques différentes des autres boucles. Pour cela, j’ai réalisé des extrapolations du champ magnétique de ces régions et étudié la géométrie des lignes de champ. J’utilise ensuite dans la Section 4.2 un code hydrodynamique 1D et je présente une simulation de boucle en utilisant une géométrie réaliste issue des extrapolations. Cette simulation est paramétrée (fonction de chauffage) pour reproduire au mieux les propriétés du plasma, extraites des observations du Chapitre 3. Je montrerai en quoi cette simulation de TNE est cohérente avec les observations, en terme d’intensité EUV et dans le choix du chauffage imposé dans la simulation. Les résultats de cette section s’articulent autour de l’article [Froment et al. \(2016a, Article \(A.1.4\)\)](#), présenté dans la Section 4.2.3. Finalement, j’explorerai la sensibilité de la production de TNE et notamment des cycles qui comprennent des condensations incomplètes, aux paramètres du chauffage et de la géométrie dans les simulations hydrodynamiques 1D. Cette étude de l’espace des paramètres de la géométrie et du chauffage des boucles est présentée dans la Section 4.3. Ce travail fera l’objet d’une publication, en préparation ([Froment et al. 2016b, Article \(A.1.5\)](#)), dont les principaux points sont développés en français dans la Section 4.3.1.

4.1 La géométrie des boucles pulsantes est-elle particulière ?

4.1.1 La géométrie des boucles *via* l’extrapolation du champ magnétique

4.1.1.1 Pourquoi faire des extrapolations du champ magnétique coronal ?

Estimer la géométrie d’une boucle à partir des seules observations EUV est très délicat. Même si des études existent (e.g., [Aschwanden et al. 2013, 2014, 2015](#)), il est très difficile voire impossible dans la majorité des cas de récupérer la géométrie d’une boucle à partir de la seule émission du plasma. Plusieurs effets sont en jeu et ont été déjà discutés dans le Chapitre 1. Les boucles ne sont pas toujours visibles suivant les bandes spectrales utilisées (réponses en température, densité trop faible) ce qui complique un suivi dans le temps et donc l’identification des boucles. D’autre part, l’émission provenant des avant-plans et des arrière-plans complique l’extraction des boucles. Des techniques de soustraction de ces émissions existent mais les résultats varient selon la technique utilisée ([Terzo & Reale 2010](#)) et elles introduisent des erreurs mal comprises. Rappelons aussi que des effets thermiques et/ou géométriques peuvent modifier la perception, par l’observateur, des structures géométriques, comme c’est probablement le cas pour les boucles à section

constante observées dans la couronne (Peter & Bingert 2012; Malanushenko & Schrijver 2013, voir détails dans le Chapitre 1).

La structure magnétique des boucles, c'est-à-dire les lignes de champ, est plus appropriée pour rendre compte de leur géométrie, c'est le support physique qui est important. S'il est difficile, voire impossible pour toutes les raisons énoncées plus haut, de suivre des boucles à partir de l'émission EUV du plasma, la structure magnétique, elle, évolue peu dans le temps dans le cas de régions à activité modérée comme celle que j'ai étudiée. De plus, c'est cette structure magnétique qui est utilisée en entrée des modèles de boucles (1D et autres, e.g., Mikić et al. 2013), pour modéliser le comportement thermique et l'émission de ces boucles. Si le champ magnétique photosphérique est mesuré et exploitable *via* des magnétogrammes (cartes des polarités positives et négatives), cette mesure n'est pour l'instant pas facilement accessible dans la couronne.

Le champ magnétique au niveau de la photosphère est mesuré par spectropolarimétrie. En présence d'un fort champ magnétique, comme c'est le cas dans la photosphère, certaines raies d'émission et d'absorption sont sensibles à l'effet Zeeman. La séparation de ces raies et surtout l'étude de la polarisation des composantes séparées, permet de reconstruire la valeur du champ magnétique photosphérique et l'orientation du champ¹. Cependant, cette technique n'est pas applicable à la couronne et à la chromosphère, les champs magnétiques y sont trop faibles (inférieurs à la dizaine de Gauss) et la hausse des températures provoque un élargissement des raies spectrales. L'effet Hanle qui repose sur la dépolarisation de la lumière en présence d'un faible champ magnétique (≤ 50 G), constitue une piste pour la mesure du champ magnétique coronal. Il a déjà été utilisé pour mesurer du champ magnétique dans des protubérances (Schmieder et al. 2013, 2014) et dans la chromosphère (fusée sonde CLASP, Kubo et al. 2014).

4.1.1.2 Principe des extrapolations et modèle du champ sans force linéaire

Pour étudier le champ magnétique coronal, on a alors recours à des extrapolations du champ mesuré à la photosphère, en faisant des hypothèses sur le comportement du champ magnétique coronal. On peut alors reconstruire en 3D les lignes de champ dans la couronne. Ces reconstructions sont évidemment dépendantes des modèles et hypothèses utilisées. Une approximation commune est de supposer que le champ magnétique coronal est sans force (*force-free* en anglais), c'est à dire que les courants sont alignés avec le champ magnétique \mathbf{B} :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (4.1)$$

$$\text{avec } \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0, \quad (4.2)$$

avec \mathbf{j} , la densité de courant et μ_0 la perméabilité magnétique du vide (loi d'Ampère). On peut alors écrire :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad (4.3)$$

avec α le paramètre de cisaillement en m^{-1} . Celui-ci est constant le long d'une ligne de champ pour respecter la condition $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$.

Il y a alors différents niveaux d'hypothèses concernant le choix de α :

1. Ceci est vrai dans le cas des magnétogrammes vectoriels, pour les magnétogrammes longitudinaux on connaît seulement la valeur de la projection du champ magnétique le long de la ligne de visée.

- dans le cas des champs potentiels, $\alpha = 0$ car la densité de courant \mathbf{j} est supposée nulle. C'est le cas le plus simple qui est parfois suffisant pour décrire des régions actives simples.
- dans le cas d'une extrapolation sans force linéaire (dite LFFF pour *Linear Force-Free Field*), α est uniforme. C'est-à-dire que pour une région extrapolée, toutes les lignes de champ ont le même α .
- dans le cas d'une extrapolation sans force non-linéaire (dite NLFFF pour *Non Linear Force-Free Field*), α varie d'une ligne de champ à l'autre. C'est le cas général. La solution est alors loin d'être unique.

Les extrapolations des trois régions actives étudiées (voir Section 3.2.1) sont réalisées avec un modèle LFFF, en raison notamment de leur forme relativement simple, sans sigmoïdes (voir détails dans la Section 4.1.2.3).

Un champ sans force linéaire peut être décrit par l'équation d'Helmholtz suivante :

$$\Delta \mathbf{B} + \alpha^2 \mathbf{B} = 0, \quad (4.4)$$

qui est obtenue en prenant le rotationnel de l'équation 4.3.

Cette équation différentielle est résolue grâce à un algorithme de FFT. Ce calcul est possible car on suppose que le champ magnétique décroît de façon exponentielle à partir de la photosphère. Cette méthode a été proposée par Nakagawa & Raadu (1972) et Alissandrakis (1981).

Dans l'espace de Fourier, les solutions de l'équation 4.4 se décomposent sous forme d'harmoniques spatiales dans les directions x et y du plan du magnétogramme (Demoulin et al. 1989; Aulanier & Demoulin 1998). L'expression de $B_{x,y,z}$ fait intervenir un terme en exponentielle décroissante $\exp(-z/l)$, avec :

$$l = (k_x^2 + k_y^2 - \alpha^2)^{1/2}, \quad (4.5)$$

$$k_{x,y} = \frac{2\pi n_{x,y}}{L}, \quad (4.6)$$

$k_{x,y}$ sont les fréquences spatiales et $n_{x,y}$ les harmoniques associées.

Pour que l soit réel et les solutions $B_{x,y,z}$ physiques, il ne faut pas dépasser une valeur critique de α :

$$|\alpha| \leq \frac{2\pi}{L}, \quad (4.7)$$

avec L , l'extension horizontale du domaine de calcul.

En pratique, le paramètre α est choisi en comparant le résultat d'une première extrapolation avec les structures vues dans une image EUV de la région extrapolée. On réalise alors plusieurs itérations pour déterminer la valeur de α qui décrit au mieux cette région.

4.1.2 Extrapolations du champ magnétique des trois régions d'étude des boucles pulsantes

J'ai réalisé cette étude du champ magnétique des régions actives en collaboration avec Guillaume Aulanier du LESIA et grâce au code d'extrapolation LFFF qu'il m'a fourni. Je présente dans cette section les extrapolations des trois régions présentées dans la Section 3.2.1 et étudiées en détail avec AIA dans le Chapitre 3.

4.1.2.1 Mise en forme des données pour le calcul

Pour chacune des trois régions, l’extrapolation du champ magnétique est réalisée pour un seul magnétogramme des séquences de trois jours étudiées. On choisit de se placer à la date qui correspond au milieu de cette séquence car c’est la date qui est, par définition dans le code de détection des pulsations, la plus proche du méridien central (voir Chapitre 2), où la distorsion des structures coronales sera minimisée, ce qui est indiqué pour comparer les lignes extrapolées aux boucles EUV. De plus, comme les magnétogrammes ne montrent pas de modifications globales importantes sur les séquences étudiées, on s’attend à ce que le magnétogramme sélectionné soit représentatif de chaque région.

Les magnétogrammes proviennent des données HMI (Scherrer et al. 2012). J’utilise ici les données de la série hmi.M 720s qui correspond à seize magnétogrammes moyennés sur 12 minutes. De plus, les pixels sont moyennés ici par carrés de 4 par 4 pixels pour augmenter le rapport signal à bruit. L’image AIA à 171 Å et le magnétogramme, qui correspondent à la même date, sont co-alignés. Les champs de vue choisis dans les magnétogrammes englobent les régions actives où les boucles pulsantes sont présentes et éventuellement des régions adjacentes. Chaque champ de vue est caractérisé par sa latitude et longitude centrale héliographique, dite de Stonyhurst (origine à l’intersection de l’équateur solaire et du méridien central, e.g., Thompson 2006).

L’extrapolation est réalisée avec un modèle LFFF en coordonnées cartésiennes. La boîte de calcul (x, y, z) est définie par le plan du magnétogramme à $z = 0$, qui est placé tangent à la surface photosphérique au niveau de sa latitude et longitude centrale. La boîte est donc orientée selon une vue dite “observateur”, ce qui permettra de comparer les lignes de champ extrapolées avec l’image EUV. La surface totale du domaine (x, y) est de $750 \times 750 \text{ Mm}^2$, on remplit avec des zéros de part et d’autre du magnétogramme pour limiter les phénomènes d’aliasing (on écarte les répliques des FFT les unes des autres). Les conditions aux limites sont périodiques : le domaine (x, y) est reproduit sur les quatre côtés de ce plan de la boîte. Sa hauteur sur l’axe z est de 300 Mm. Pour la FFT on utilise une grille uniforme de 2048×2048 points. Pour l’analyse, le champ magnétique est sauvegardé sur une grille non-uniforme centrée sur la région active d’intérêt.

La valeur du paramètre α est choisie pour approcher au mieux les boucles visibles dans l’image à 171 Å. On ne se focalise pas uniquement sur les boucles pulsantes car un des intérêts de cette étude est de comparer la géométrie de ces boucles avec celle des boucles qui ne pulsent pas en intensité.

4.1.2.2 Présentation des extrapolations des trois régions

Les valeurs de α choisies pour chacun des trois cas sont présentées dans la Table 4.1. Les Figures 4.1 et 4.2 présentent quelques lignes de champ extrapolées pour respectivement les cas 2 et 3. Les résultats du cas 1 sont présentés dans la Figure 1 de Froment et al. (2016a, Article (A.1.4), présenté dans la Section 4.2.3). Comme développé précédemment, les α sont déterminés par une méthode itérative et pour décrire au mieux les boucles visibles. On peut noter que les lignes de champ représentées dans ces figures ont une correspondance plus ou moins bonne avec les boucles EUV visibles.

Les lignes de champ rouges correspondent aux boucles pulsantes. Celles-ci sont sélectionnées avec des critères de correspondance au contour de détection, qui sont détaillés dans la Section 4.1.3.1. Il faut noter que la correspondance entre les lignes de champ qui

	CAS 1	CAS 2	CAS 3
date de l'extrapolation	06-06-2012 à 23:12 UT	31-12-2012 à 02:23 UT	10-08-2011 à 05:00 UT
latitude/longitude du FOV	20.5°/-2°	12°/5.5°	21°/14°
α [Mm] ⁻¹	-5.4×10^{-3}	-3.4×10^{-3}	-2.5×10^{-3}

TABLE 4.1: Valeurs du paramètre α choisies pour les extrapolations des trois régions, ainsi que les dates considérées et la latitude et longitude héliographique Stonyhurst du centre des champs de vue.

correspondent aux boucles pulsantes et les contours des pulsations détectées est soumise au fait que ces contours sont calculés à partir de trois jours de données (en coordonnées héliographiques) et sont donc sujet à de la distorsion géométrique.

4.1.2.3 Discussion

Comme décrit précédemment, le choix d'un modèle LFFF pour les extrapolations est motivé par le fait que les régions étudiées ont une morphologie simple, sans sigmoïdes. Dans le cas général, le champ magnétique peut s'écrire comme la somme d'une composante potentielle et d'une composante non-potentielle, liée aux courants de densité \mathbf{j} , c'est-à-dire : $\mathbf{B} = \mathbf{B}_p + \mathbf{B}_j$. Dans le cas où $\mathbf{B}_j \ll \mathbf{B}_p$, l'utilisation d'un modèle NLFFF donnera des résultats très peu différents de ceux d'un LFFF, ce qui est le cas en l'absence de sigmoïde. La région active étudiée par [De Rosa et al. \(2009\)](#), voir Table 1) et extrapolée avec des modèles NLFFF, par exemple, est peu éloignée du cas potentiel.

Bien que l'on soit ici face à des cas à l'apparence simple les régions actives étudiées sont mal modelisées par un cas potentiel (voir les valeurs de α dans la Table 4.1). Cependant il y a dans ces trois régions des zones de champ faible, des facules, où les courants peuvent être mal mesurés et où les magnétogrammes vectoriels peuvent donc ne pas être assez fiables. L'utilisation d'un modèle NLFFF n'est alors pas très adapté ([Zhao et al. 2016](#)). Dans la Figure 4.3, je présente les trois magnétogrammes HMI utilisés pour les extrapolations des 3 régions. Les flèches rouges repèrent les positions de la majorité des pieds des lignes de champ (pied avec champ longitudinal positif) qui correspondent aux boucles où l'on a détecté des pulsations d'intensité. On remarque que ces zones sont à chaque fois en périphérie de zones à champ faible, des facules.

4.1.3 Etude statistique des deux populations de boucles : les boucles pulsantes se distinguent-elles par leur géométrie ?

J'ai pu reconstruire le champ magnétique coronal pour les trois régions étudiées grâce à des extrapolations LFFF du champ mesuré à la photosphère. Je vais maintenant présenter une étude de la géométrie de ces lignes de champ, en séparant les lignes de champ correspondant aux boucles pulsantes et les autres lignes de champ.

Cette étude de la géométrie des boucles est motivée par le fait que si les boucles ayant des variations périodiques d'intensité sont répandues dans les régions actives, les événements détectés se trouvent dans un seul faisceau de boucles des régions actives concernées. Ces boucles ont-elles des propriétés intrinsèques particulières qui les font

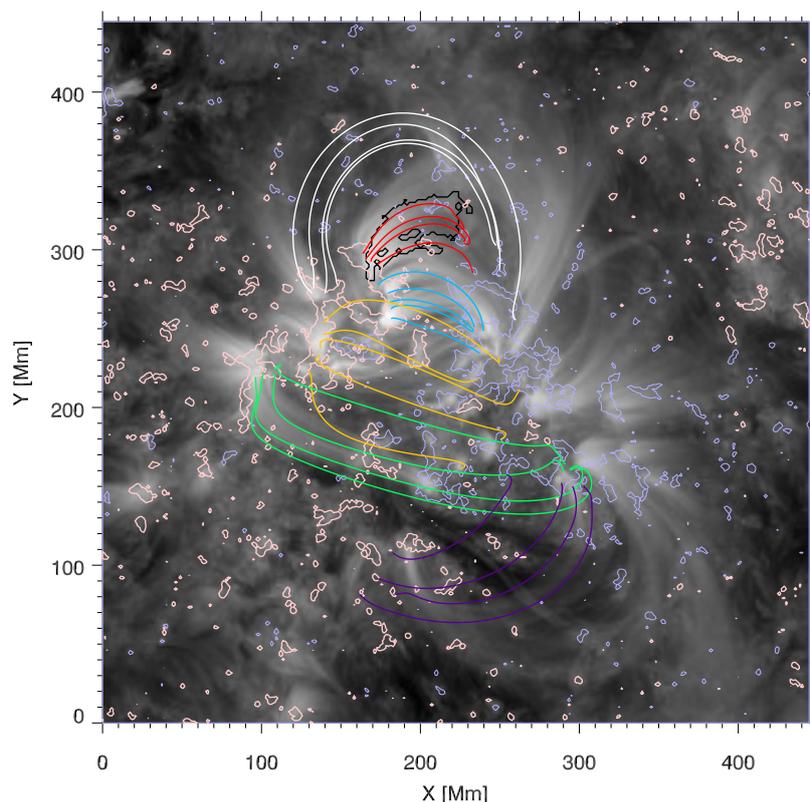


FIGURE 4.1: Quelques lignes de champ extrapolées (modèle LFFF) pour la région NOAA AR 11637, qui correspond au cas 2 de (Froment et al. 2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3). L'image de fond est une image AIA à 171 \AA , sur laquelle on a superposé les contours du champ magnétique photosphérique longitudinal des données HMI : B_z à $z = 0$ en bleu clair pour -30 G et rose pour $+30 \text{ G}$. L'image EUV et le magnétogramme correspondent à la date du 31 décembre 2012 à 02:23 UT. Le champ de vue couvre une surface de 445 Mm sur l'axe des X sur 445 Mm sur l'axe des Y. Il est centré sur 12° de latitude héliographique et 5.5° de longitude héliographique (Stonyhurst). On retrouve le contour de détection des pulsations (5.6 heures de périodes) déterminé pour la bande passante 171 \AA , ici en noir (voir la Figure 3.5 et la Figure 13 de l'article (A.1.1) de la Section 3.2.3). Les différentes couleurs correspondent à différents faisceaux de boucles. Les rouges sont celles qui correspondent au contour des pulsations détectées (voir critères du 4.1.3.1).

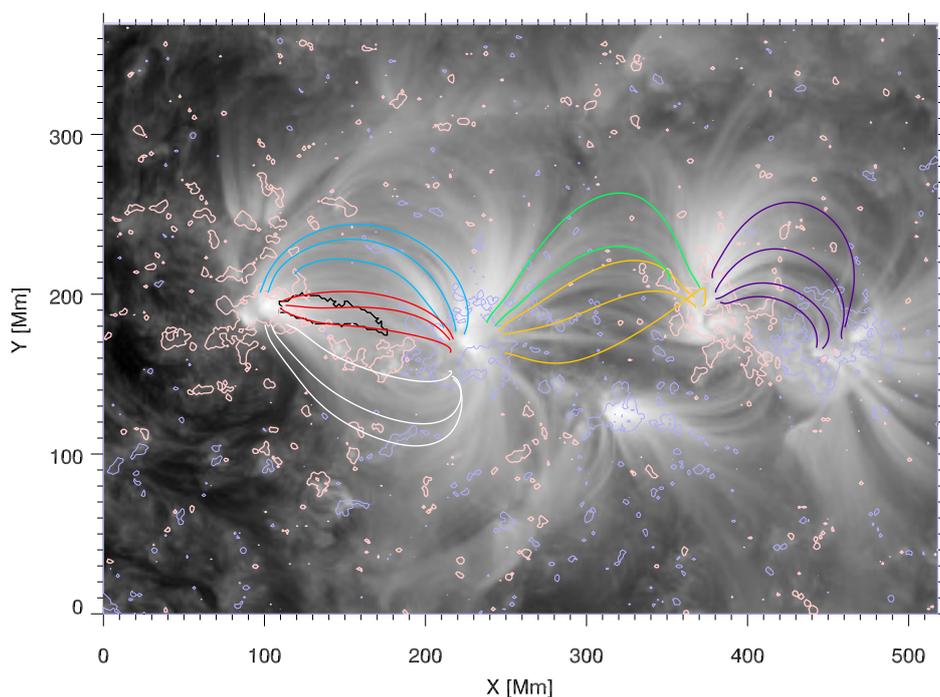


FIGURE 4.2: Quelques lignes de champ extrapolées (modèle LFFF) pour la région NOAA AR 11268, qui correspond au cas 3 de Froment et al. (2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3). Cette figure est construite de la même façon que le Figure 4.1. L'image EUV et le magnétogramme correspondent à la date du 10 août 2011 à 05:00 UT. Le champ de vue couvre une surface de 518 Mm sur l'axe de X sur 368 Mm sur l'axe des Y. Il est centré sur 21° de latitude héliographique et 14° de longitude héliographique (Stonyhurst). On retrouve le contour de détection des pulsations (3.8 heures de période) déterminé pour la bande passante 94 \AA , ici en noir (voir la Figure 3.5 et la Figure 22 de l'article (A.1.1) de la Section 3.2.3)

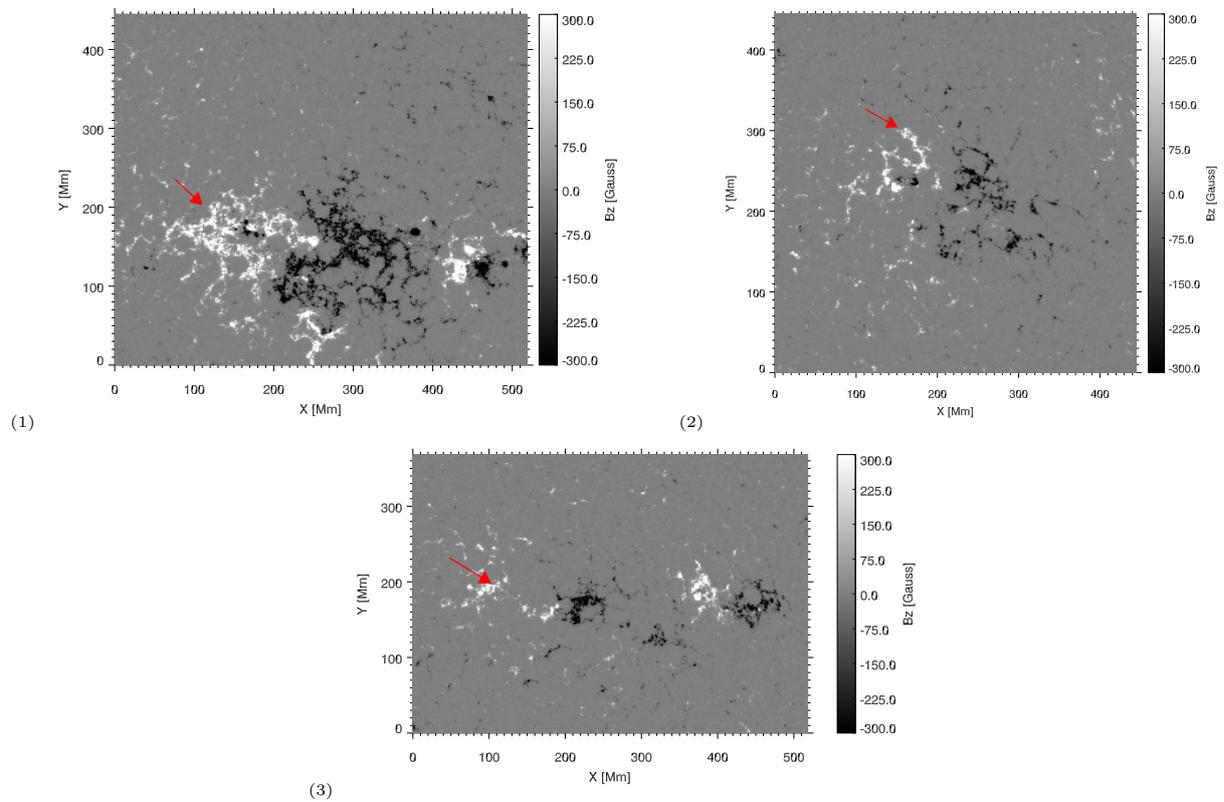


FIGURE 4.3: Les magnétogrammes HMI pour les trois régions étudiées (respectivement (1), (2) et (3)). Chacun de ces magnétogrammes est à la date indiquée dans la Table 4.1 et les pixels sont moyennés par carrés 4 par 4 pixels. Les flèches rouges indiquent les zones où se trouve la majorité des pieds Est des boucles pulsantes.

rentrer dans les cycles de TNE ? Pour Mikić *et al.* (2013), le choix de la géométrie des boucles joue un rôle très important dans les modèles de boucles et notamment pour la production des différents régimes de TNE (condensations complètes ou incomplètes). Les auteurs insistent sur le fait qu’il faut utiliser des géométries de boucles réalistes, c’est-à-dire des boucles ayant une section augmentant avec l’altitude et éventuellement avec une géométrie asymétrique. Le cas semi-circulaire étudié par Klimchuk *et al.* (2010) serait trop simple et peu représentatif de la réalité. Mais quel est l’apport réel de la géométrie des boucles pour créer des conditions propices au TNE et en particulier aux cycles avec des condensations incomplètes ?

Ce travail d’étude de la géométrie, notamment pour les cas 2 et cas 3, a été épaulé par deux stagiaires en troisième année de Licence.

4.1.3.1 Construction des populations de boucles à étudier

Au contraire des Figures 4.1 et 4.2 et de la Figure 1 de Froment *et al.* (2016a, Article (A.1.4), présenté dans la Section 4.2.3), je trace ici des lignes de champ de façon automatique à partir d’une grille sur les magnétogrammes. Cela permet d’obtenir un grand nombre de lignes de champ magnétique pour réaliser une statistique de leurs caractéristiques géométriques.

Pour la région du cas 1, j’ai calculé les lignes de champ en définissant les points de départ sur une grille uniforme avec un espacement 2 Mm entre chaque point. Cette grille couvre 151 points sur les axes X et Y du magnétogramme, c’est-à-dire 22 801 points en tout dans une sous-boîte de base 300×300 Mm². Cette grille a comme origine le point situé à $X = 79$ Mm $Y = 102$ Mm sur la Figure 1 de l’article A.1.4 (Section 4.2.3).

On obtient 21 805 lignes extrapolées, certaines ne sont pas tracées car le champ magnétique est trop faible dans la zone concernée, d’autres ne sont pas sauvegardées pendant le calcul car elles sont trop petites.

De plus, on choisit de garder uniquement les lignes de champ ayant un sommet à une altitude² supérieure à 30 Mm. On exclut aussi les lignes qui se connectent dans les répliques du magnétogramme, reproduit sur les quatre côtés de la boîte à $z = 0$ (conditions aux limites périodiques, voir Section 4.1.2.1) et les lignes dont la projection (vue “observateur”) se retrouve en dehors du champ de vue de l’image AIA.

L’ensemble des lignes extrapolées représente alors 3 397 lignes de champ magnétique. Pour déterminer quelles sont les lignes de champ qui correspondent aux boucles pulsantes en intensité EUV, on utilise des critères simples. Le principal critère est que au moins 20% de la ligne de champ doit être inclu dans la zone définie par le contour de détection pour être retenue. On exclut ensuite certaines lignes après examen visuel de la position des pieds des boucles. Par exemple, les lignes de champ dont un des pieds se trouve à $X < 134$ Mm sont rejetées de la population des lignes du contour.

On peut donc faire une étude statistique de la géométrie de deux populations de lignes de champ : la 1^{ère} qui comprend 386 lignes de champ correspondant aux boucles pulsantes (population appelée plus tard par extension les boucles pulsantes) et la 2^{ème} pour les 3011 autres lignes de champ (de même, les boucles non-pulsantes). La longueur des boucles pulsantes est comprise entre 205 Mm et 458 Mm avec une valeur médiane à 285 Mm.

2. L’altitude choisie pour ce critère, qui ne sert qu’à limiter le nombre de “petites” boucles pour plus de lisibilité, est purement arbitraire.

	CAS 1	CAS 2	CAS 3
Population des boucles pulsantes	386	73	35
Population des boucles non-pulsantes	3011	2430	1474
Total	3397	2503	1511

TABLE 4.2: Nombre de lignes de champ extrapolées pour les trois cas et pour chaque population, correspondant respectivement aux boucles pulsantes et aux non-pulsantes.

	CAS 1	CAS 2	CAS 3
Longueur minimale et maximale [Mm]	205-458	126-259	119-343
Longueur médiane [Mm]	285	174	162

TABLE 4.3: Longueur minimale, maximale et médiane des lignes de champ des populations de boucles pulsantes pour les trois régions.

Pour le cas 2, la grille pour les extrapolations est identique à celle utilisée pour le cas 1. L'origine de cette grille se situe à $X = 43$ Mm et $Y = 103$ Mm sur la Figure 4.1 et constitue une sous-boîte de base 300×300 Mm². Pour le cas 3, la grille choisie est peu différente. Le pas est toujours de 2 Mm mais il y a 181 points en X et 121 en Y. L'origine de cette grille se situe à $X = 79$ Mm et $Y = 63$ Mm sur la Figure 4.1 et constitue une sous-boîte de base 360×240 Mm². Le nombre de lignes de champ pour chaque population finale (boucles pulsantes et non-pulsantes) pour les trois cas étudiés est présenté dans la Table 4.2. Il faut noter que pour ces deux cas, il y a peu de lignes extrapolées pour la population des boucles pulsantes : le champ magnétique très faible dans ces régions ou alors la configuration du contour de détection (voir cas 3) n'a pas permis de sélectionner autant de lignes de champ que pour le cas 1.

Les longueurs des lignes de champ des trois populations de boucles pulsantes sont présentées dans la Table 4.3. Dans la Figure 4.4, je présente la longueur des boucles en fonction de la période de pulsation. Même si les longueurs pour chaque cas sont assez dispersées, on vérifie la tendance déjà notée dans Auchère et al. (2014) et dans (Froment et al. 2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3) : plus les boucles sont grandes et plus la période est grande. La dispersion des longueurs pour chaque cas est bien expliquée par le fait que les critères de sélection des lignes de champ se portent sur le contour de détection de pulsations qui est calculé sur trois jours de données en coordonnées héliographiques. Ce qui, comme dit précédemment, apporte des distorsions spatiales. Le coefficient de corrélation linéaire pour les points présentés est de 0.64.

4.1.3.2 Les paramètres géométriques explorés

J'ai testé plusieurs paramètres géométriques sur les populations de boucles déterminées dans la section précédente. J'ai cherché des estimateurs des caractéristiques géométriques principales de la boucle : circularité (*via* la variance du rayon de courbure et l'écart entre la position du sommet par rapport à la demi-boucle), comportement aux pieds (*via* la gravité projetée et le pourcentage de la longueur de la boucle qui reste à basse altitude), etc. Je présente cette étude de la géométrie des lignes de champ dans cette section, en séparant les critères de géométrie globale de ceux aux pieds des boucles.

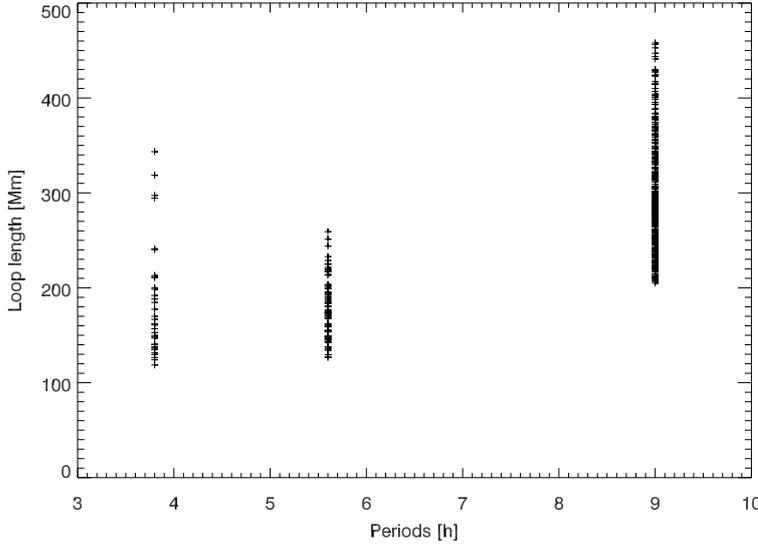


FIGURE 4.4: Longueur des boucles en fonction de la période de pulsation. Coefficient de corrélation linéaire : 0.64

Géométrie globale

Dans un premier temps, j'ai estimé l'asymétrie générale des lignes de champ, ou plus précisément l'écart de celles-ci à une géométrie parfaitement demi-circulaire. Pour cela, j'ai estimé le rayon de courbure R_c en chaque point des lignes de champ.

L'expression du rayon de courbure est donnée par l'expression suivante :

$$R_c = \frac{\|\dot{\mathbf{r}}(t)\|^3}{\|\dot{\mathbf{r}}(t) \wedge \ddot{\mathbf{r}}(t)\|}, \quad (4.8)$$

avec $\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t))$, le vecteur associé à chaque point le long de chaque ligne de champ dans la boîte en trois dimensions. Si l'on développe cette expression, on trouve :

$$R_c = \frac{(\dot{x} + \dot{y} + \dot{z})^{3/2}}{(\dot{y}\ddot{z} - \dot{z}\ddot{y})^2 + (\dot{z}\ddot{x} - \dot{x}\ddot{z})^2 + (\dot{x}\ddot{y} - \dot{y}\ddot{x})^2}, \quad (4.9)$$

La distribution des R_c est calculée pour chaque ligne de champ en ne considérant pas les pieds des boucles, au niveau desquels il peut y avoir des variations abruptes (voir Figure 2 de l'article **A.1.4** (Section 4.2.3). On ne garde alors que la partie des lignes de champ entre $s = 0.05 L$ et $s = 0.95 L$. Avec L la longueur de chaque ligne de champ.

Pour estimer l'écart à une configuration symétrique, on calcule la déviation standard de la distribution des R_c d'une ligne de champ, normalisée à la moyenne des R_c , notée \bar{R}_c . Sachant que pour un cercle la déviation standard de la distribution des R_c est égale à zéro.

Les histogrammes de la déviation standard de R_c (normalisée à \bar{R}_c), pour les deux populations de lignes et pour les trois cas étudiés sont présentés dans la Figure 4.5. Les valeurs s'étendent de 0.1 à 2.5 avec une erreur de l'ordre de 5×10^{-5} due aux calculs numériques des dérivées présentes dans le calcul de R_c . Cette erreur qui a été estimée à partir de lignes demi-circulaires, est négligeable comparée aux valeurs étudiées.

Pour les cas 2 et 3, on remarque que les distributions pour les boucles pulsantes et non-pulsantes sont similaires (pentes semblables). Pour le cas 1, la différence est au contraire

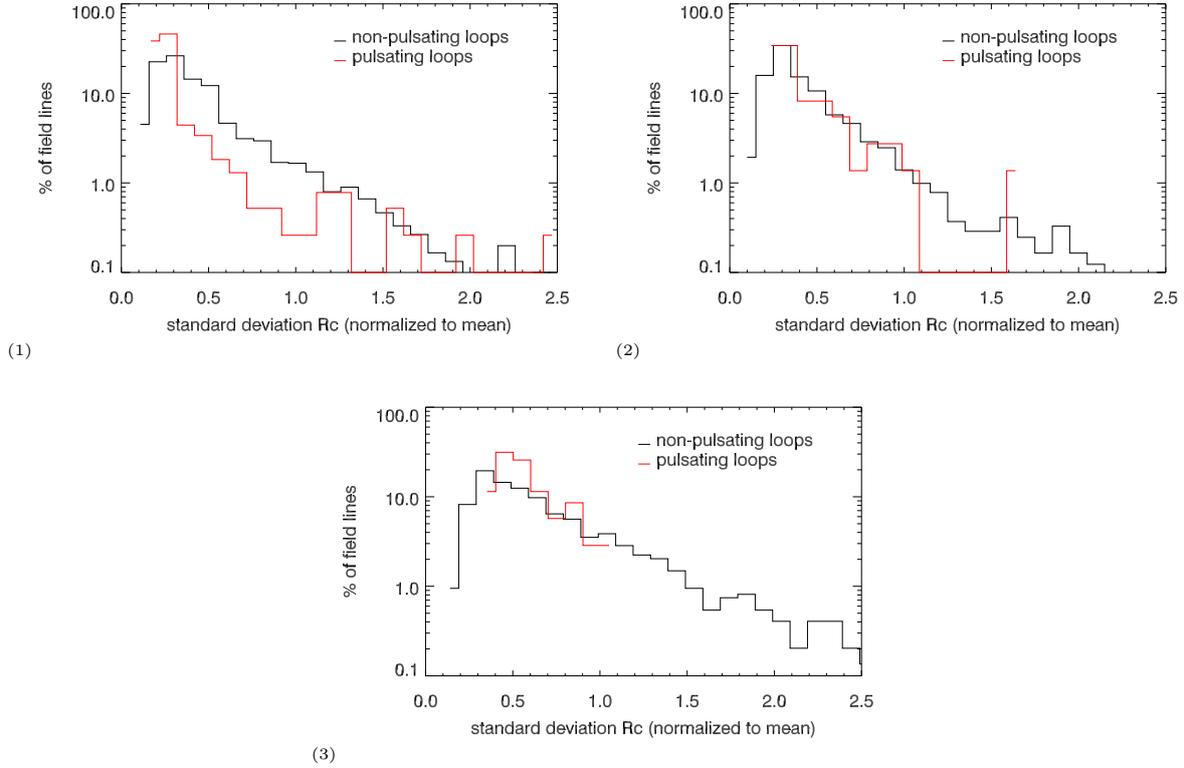


FIGURE 4.5: *Histogrammes des déviations standard des rayons de courbure R_c (normalisées à \bar{R}_c) pour les trois cas (respectivement (1), (2) et (3)). On distingue les lignes de champ de la population des boucles pulsantes en rouge et les lignes de champ de la population des boucles non-pulsantes en noir. Le pourcentage des lignes de champ pour chaque population est présenté en échelle logarithmique.*

marquée. La distribution des déviations standard des R_c normalisées est beaucoup plus piquée pour les boucles pulsantes que pour les boucles non-pulsantes. Cela semble indiquer que si les lignes de champ qui correspondent au contour de détection des pulsations sont asymétriques (éloignées d'une géométrie demi-circulaire), elles le sont nettement moins que les boucles qui ne présentent pas de pulsations EUV de longue période.

La torsion des lignes de champ n'a pas été explorée car dans le cas d'un modèle LFFF, la torsion des lignes de champ est mal reproduite. J'ai testé si les résultats de l'étude sur la géométrie n'étaient pas trop affectés par le choix des valeurs de α dans le modèle LFFF. J'ai donc refait cette étude sur la géométrie globale en faisant varier α entre -9.4×10^{-3} et -4.6×10^{-3} pour le cas 1. Cela n'affecte pas les conclusions.

Toujours dans le but d'estimer le comportement géométrique global des deux populations de lignes de champ, j'ai mesuré l'écart entre la position du sommet des lignes de champ $s(z_{max})$ et $s = 0.5L$ (qui correspondrait à la position du sommet pour un cas demi-circulaire). C'est un critère qui est utilisé dans Mikić et al. (2013) pour perturber une boucle à la géométrie demi-circulaire (voir Figure 4.6) et explorer l'effet de l'asymétrie ainsi engendrée dans une modélisation hydrodynamique 1D de boucle. Ces écarts sont présentés dans la Figure 4.7 (de la même manière que pour la Figure 4.5), pour les trois cas et les deux populations de boucles. Pour le cas 1, les distributions pour les boucles

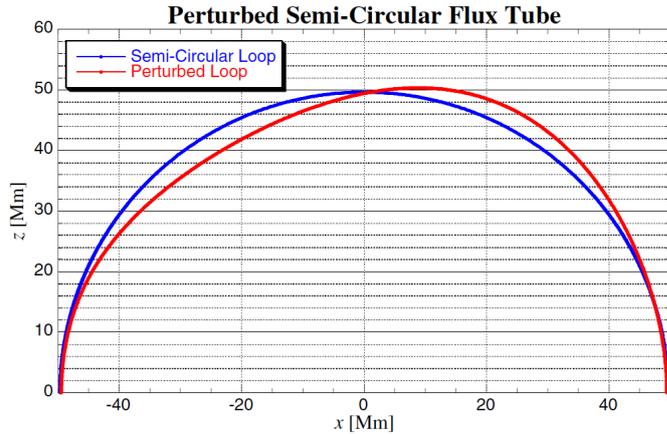


FIGURE 4.6: Perturbation de 10% de la longueur de la boucle entre une boucle demi-circulaire (en bleu) et une boucle asymétrique (en rouge), d'après Mikić et al. (2013, Figure 10)

pulsantes et non-pulsantes sont clairement séparées, avec pour les boucles pulsantes une distribution normale centrée autour de 7% d'écart entre le sommet et le milieu de la boucle. À partir de ce critère les boucles pulsantes semblent donc avoir une asymétrie plus marquée que les boucles non-pulsantes (distribution centrée sur zéro). Pour les cas 2 et 3, les distributions des boucles non-pulsantes sont aussi centrées sur zéro. Pour le cas 2, il semble y avoir deux populations dans les boucles pulsantes : une distribution centrée sur zéro et une deuxième autour de 5% d'écart entre le sommet et le milieu de la boucle. La distribution des boucles pulsantes du cas 3 pique à 3% d'écart entre le sommet et le milieu de la boucle.

S'il n'est pas évident que la géométrie globale dans les boucles pulsantes et non-pulsantes sont différentes pour les cas 2 et 3, en regardant de deux manières l'écart à une symétrie demi-circulaire (R_c et position du sommet), des différences marquées apparaissent pour les cas 1. Cependant les conclusions ne sont pas évidentes car si la distribution des rayons de courbure R_c tend à indiquer que les boucles pulsantes sont moins asymétriques que les boucles non-pulsantes, la position des sommets par rapport à au cas demi-circulaire indique au contraire une asymétrie plus marquée.

Géométrie aux pieds des boucles

J'ai également regardé le comportement des lignes de champ autour des pieds des boucles, c'est-à-dire à faible altitude. J'ai remarqué, notamment pour le cas 1, que certaines lignes de champ étaient fortement inclinées au niveau du pied Est.

On peut voir ce type de comportement sur la Figure 2 de l'article A.1.4 (Section 4.2.3) qui montre la gravité projetée g_p (c'est-à-dire le cosinus de l'angle entre \mathbf{g} et \mathbf{B} , équation 4.13) le long d'une ligne de champ de la population des boucles pulsantes. La "bosse" vue dans cette gravité projetée au niveau du 1^{er} pied indique que la ligne de champ ne se replante pas verticalement mais au contraire se courbe et se rapproche plus de l'horizontale au niveau du pied (voir Figure 4.8). J'ai tout d'abord cherché à repérer ce type de comportement dans la gravité projetée de manière automatique. Pour cela une procédure repérait le minimum local dans la gravité projetée et calculait l'écart entre la gravité projetée en ce point et celle au pied correspondant. Avec un seuil de 0.1 sur la "hauteur" de cette bosse et différentes contraintes sur la position du minimum local, je trouvais que 50% des boucles pulsantes montraient de telles déviations dans la gravité projetée au niveau du pied Est contre 14% pour les non-pulsantes (pour le même

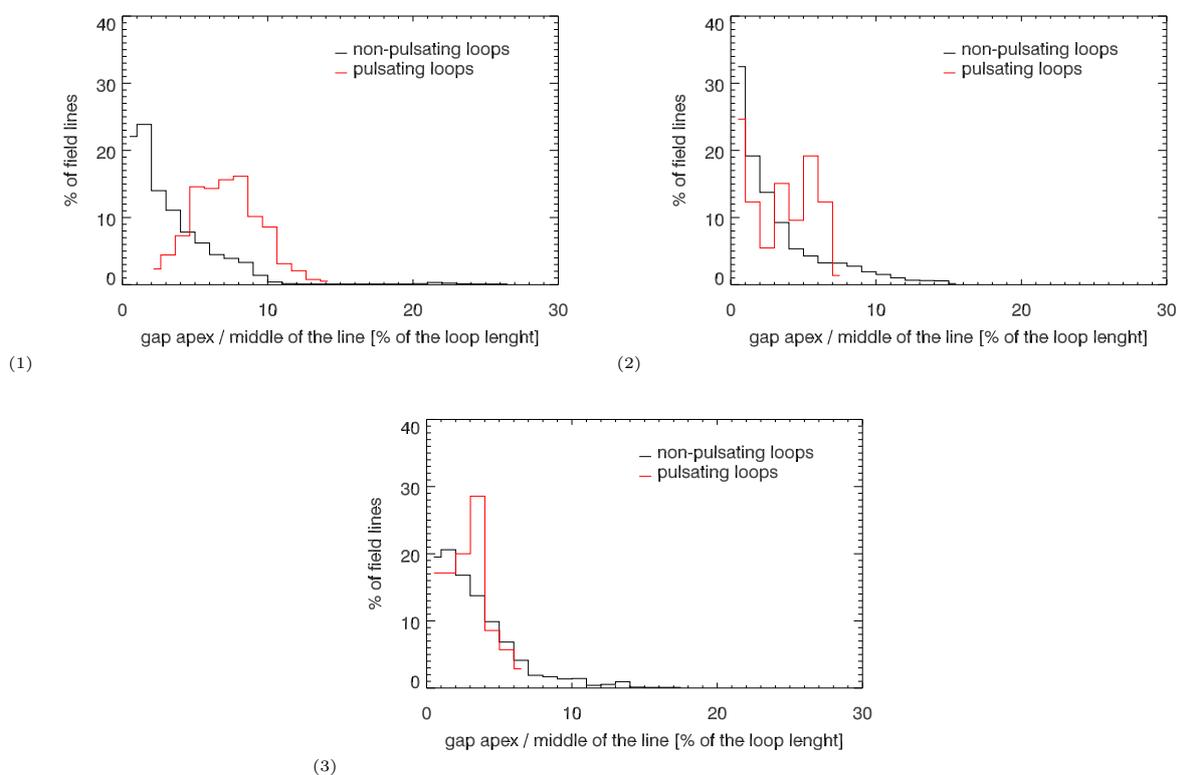


FIGURE 4.7: Histogrammes des écarts entre la position du sommet des boucles par rapport à $s = 0.5L$ (en pourcentage de la longueur totale L), pour les trois cas (respectivement (1), (2) et (3)). Les lignes de champ de la population des boucles pulsantes sont en rouge et les lignes de champ de la population des boucles non-pulsantes en noir.

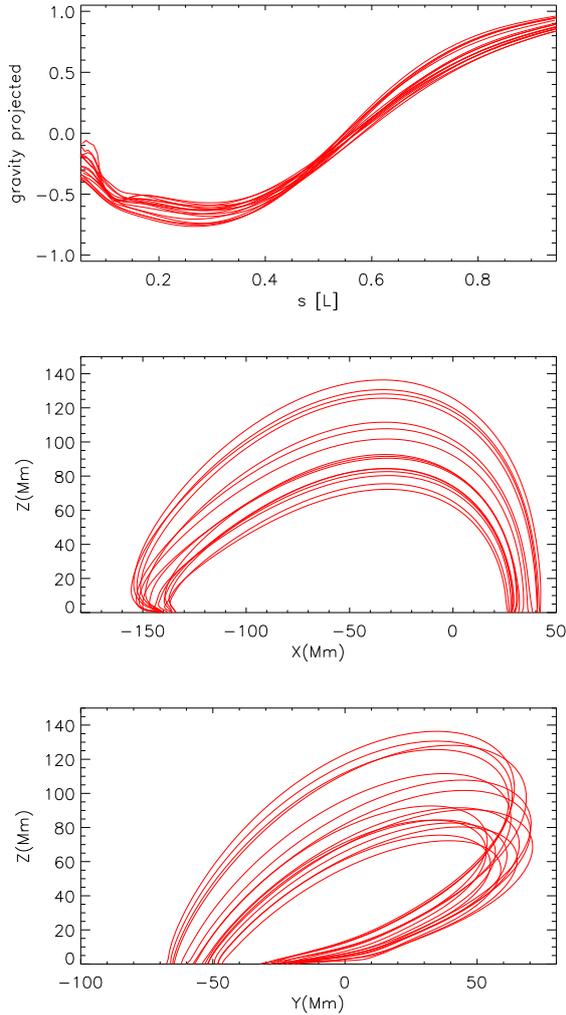


FIGURE 4.8: Quelques exemples de lignes de champ de la population des boucles pulsantes du cas 1 qui présentent une déviation à un pied dans la gravité projetée. **En haut** : Gravité projetée le long des lignes de champ magnétique. **Au centre** : Les mêmes lignes de champ dans le plan (Z,X) de la boîte de calcul pour l'extrapolation LFFF. **En bas** : Même chose dans le plan (Z,Y) .

ped). Cette méthode n'est pas explicitement détaillée ici car au final elle n'a pas permis d'identifier de façon spécifique le comportement aux pieds.

Cependant, elle a permis d'indiquer une différence de comportement, une asymétrie, entre les pieds Est et Ouest des boucles pulsantes. J'ai alors testé cette propriété en cherchant des pieds de boucles "rasants", c'est-à-dire avec une portion non-négligeable de la boucle à basse altitude. Ce test est fait pour chaque demi-boucle : chaque ligne de champ est divisée en deux en coupant à son sommet. De cette manière, je peux identifier le comportement de chaque pied séparément, en triant les demi-boucles en fonction du signe de B_z à $z = 0$: B_{z0} . Pour cela, j'ai calculé le pourcentage de la longueur des demi-boucles en dessous de 5 Mm. Les histogrammes (boucles pulsantes et non-pulsantes) de cette quantité pour les boucles avec $B_{z0} > 0$ et les boucles avec $B_{z0} < 0$ sont représentés dans la Figure 4.9 pour les trois cas. Pour les boucles pulsantes, $B_{z0} > 0$ correspond au pied Est et $B_{z0} < 0$ au pied Ouest (voir Figure 1 de l'article A.1.4 (Section 4.2.3) pour les autres boucles, ce n'est pas toujours vrai mais le repère Est/Ouest donne une idée globale de la répartition des pieds de boucles.

La Figure 4.9 présente les histogrammes du pourcentage des demi-longueurs de boucle en dessous de 5 Mm (valeur arbitraire), pour les trois régions, par demi-boucle ($B_{z0} > 0$

et $B_{z0} < 0$) et pour les deux populations de boucles. En regardant l'histogramme pour les demi-boucles avec $B_{z0} > 0$ du cas 1, on voit clairement un comportement différent entre les boucles pulsantes et les boucles non-pulsantes. On voit que 34% des boucles sans pulsations ont plus de 7% de leur demi-portion de boucle qui est restée en dessous de 5 Mm d'altitude. Pour les boucles pulsantes, on remarque que ce comportement est beaucoup plus présent. Environ 70% de celles-ci ont plus de 7% de leur demi-portion de boucle en dessous de 5 Mm. Pour les demi-boucles avec $B_{z0} < 0$, le comportement des deux populations de boucles est assez similaire. Les pieds de boucles rasants ne sont pas très répandus. La plupart des boucles (>95%) ont moins de 7% de leur demi-boucle à faible altitude. Ces distributions sont beaucoup plus piquées que pour les demi-boucles avec $B_{z0} > 0$. Le choix de la valeur arbitraire de 7% de la demi-portion de boucle est motivé par un examen visuel de la forme des lignes de champ, en dessous de 7% le comportement "rasant" est très peu marqué.

Pour le cas 2, il n'y a pas de différences marquées pour les demi-boucles avec $B_{z0} > 0$: respectivement 49% et 41% des boucles dans le contour et hors du contour de détection ont plus de 7% de leur demi-portion de boucle en dessous de 5 Mm d'altitude. On note cependant un pic plus important des boucles pulsantes autour de cette valeur de 7%. Pour les demi-boucles avec $B_{z0} < 0$, au contraire, le comportement aux pieds pour les boucles pulsantes et non-pulsantes est différent. 40% des boucles pulsantes ont plus de 7% de leur demi-portion de boucle en dessous de 5 Mm d'altitude contre seulement 8% pour les non-pulsantes. Les histogrammes semblent montrer deux populations de boucles pour le cas 2, comme ce que l'on pouvait voir sur la Figure 4.7.

Pour le cas 3, pour les demi-boucles avec $B_{z0} > 0$: respectivement 46% et 49% des boucles dans le contour et hors du contour de détection ont plus de 7% de leur demi-portion de boucle en dessous de 5 Mm d'altitude. Il n'y a pas de différences claires comme pour le cas 2. Pour les demi-boucles avec $B_{z0} < 0$, on se retrouve dans un cas similaire à celui du cas 1, les pieds rasants sont peu répandus pour les deux populations de boucles.

4.1.4 Conclusions sur l'étude de la géométrie des boucles

J'ai utilisé plusieurs critères géométriques pour estimer la géométrie globale puis locale (aux pieds) des lignes de champ magnétiques, tracées avec un modèle LFFF, dans les trois régions sélectionnées qui présentent des boucles avec des pulsations de longue période en intensité. Pour chaque cas j'ai construit deux populations de lignes de champ : celles qui correspondent aux faisceaux de boucles pulsantes et celles qui correspondent au reste de la région. Pour chaque cas j'ai étudié la géométrie de plusieurs centaines de lignes de champ, il fallait donc trouver des critères simples à tester sans examen visuel systématique, comme la rayon de courbure et la position du sommet des boucles, pour estimer la géométrie globale des boucles. Si la population des boucles pulsantes pour le cas 1 se distingue des autres boucles, les conclusions ne sont pas évidentes à partir de ces seuls estimateurs globaux. En effet, si la déviation standard du rayon de courbure de ces lignes semble indiquer qu'elles sont moins asymétriques que les autres boucles, la position du sommet indique le contraire. Il faut noter cependant que le rayon de courbure peut être constant pour une boucle non plane, ces résultats sont donc difficiles à interpréter sans plus d'informations. La déviation du rayon de courbure, seule, n'est pas donc pas

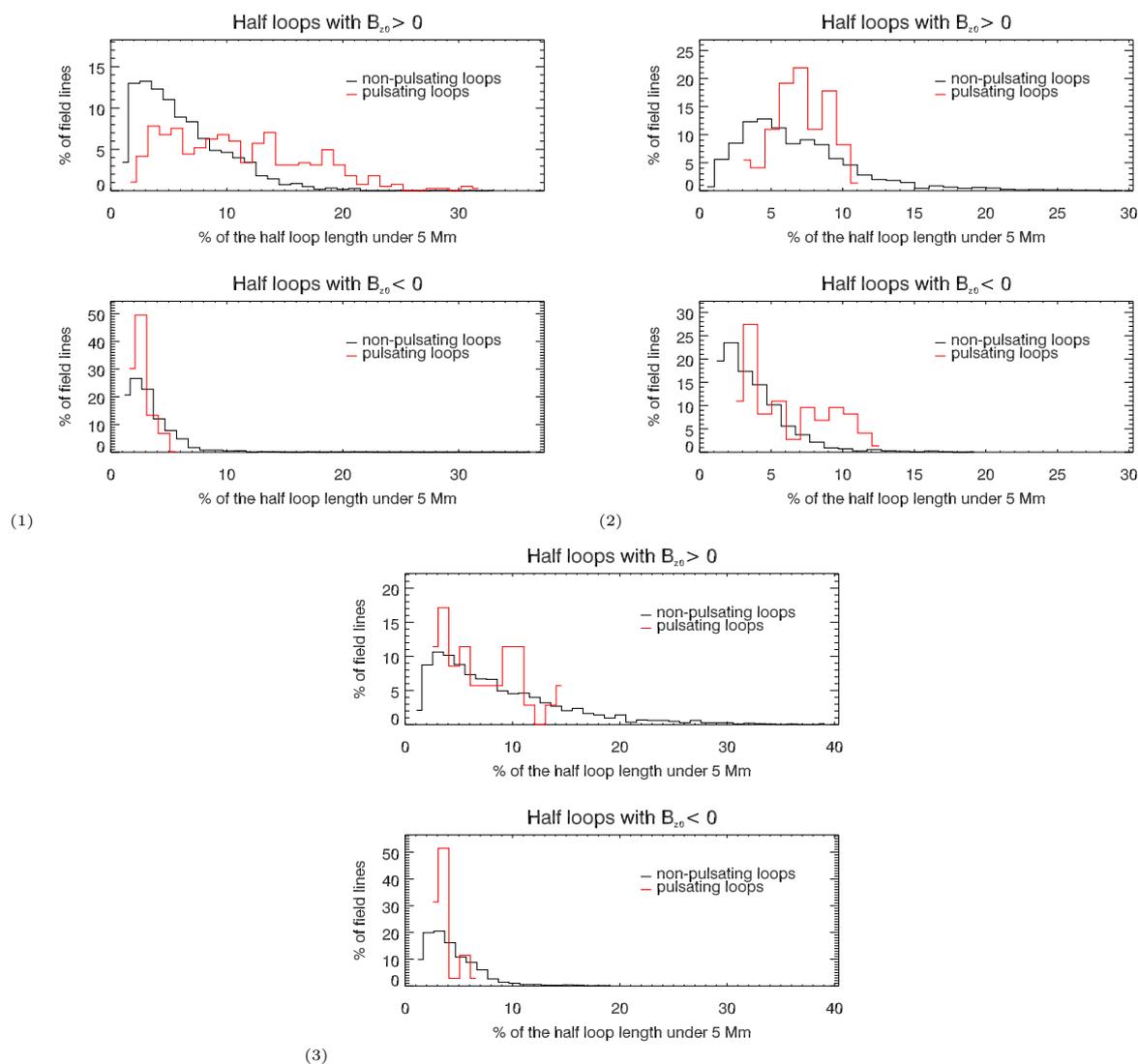


FIGURE 4.9: Histogrammes de l'aplatissement des lignes de champ magnétiques autour de leurs pieds, c'est-à-dire à faible altitude, pour les trois cas (respectivement (1), (2) et (3)). Les lignes de champ de la population des boucles pulsantes sont en rouge et les lignes de champ de la population des boucles non-pulsantes en noir. Les axes y donnent le pourcentage des lignes de champ pour chaque population en échelle linéaire. Pour chaque cas étudié, on représente : l'histogramme pour les demi-boucles avec $B_{z0} > 0$ et celui pour les demi-boucles avec $B_{z0} < 0$. L'aplatissement du pied des lignes de champ est mesuré par le pourcentage de la longueur de chaque portion de boucle examinée en dessous de 5 Mm.

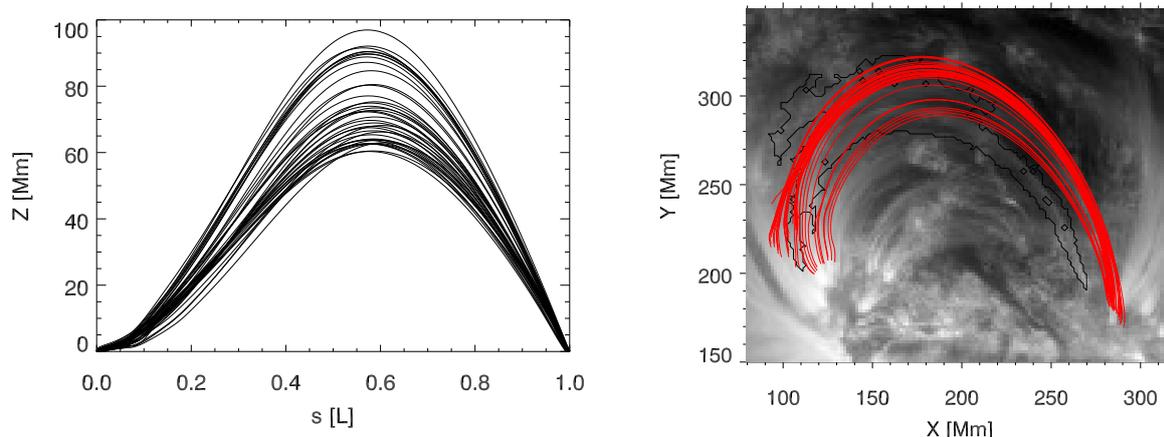


FIGURE 4.10: Quelques lignes de champ typiques qui correspondent à la population de boucles pulsantes et qui présentent un pied rasant. **À gauche** : Profils des boucles, altitude en Mm de chaque point le long des boucles (abscisse curviligne normalisé à la longueur L de chaque ligne de champ). **À droite** : Les même lignes de champ tracées en rouge avec en fond l'image AIA à 171 \AA (vue “observateur”) et le contour de détection des pulsations (9 heures de période) ici en noir.

un bon estimateur. Pour les cas 2 et 3, il n’y a pas de tendance franche qui permette de conclure à une différence de géométrie globale entre boucles pulsantes et non-pulsantes.

Pour ce qui est de la géométrie locale, aux pieds des boucles, on a trouvé un comportement géométrique commun des boucles pulsantes pour le cas 1, qui les distinguent des boucles non-pulsantes. De plus, cette propriété est liée à un seul des deux pieds des boucles. Aux environs des pieds situés à l’Est de la région active (où $B_{z0} > 0$), un grand nombre d’entre elles sont rasantes. Quelques profils de boucles pulsantes qui ont cette caractéristique sont présentés dans la Figure 4.10. Ces 40 lignes de champ magnétique ont des longueurs comprises entre 288 Mm et 389 Mm et ont au moins 12% de leur demi-boucle Est (avec $B_{z0} > 0$) à une altitude inférieure à 5 Mm. On a sélectionné ici uniquement les lignes avec un sommet compris entre 60 Mm et 100 Mm pour plus de lisibilité.

Cependant, pour les cas 2 et 3 il n’y a pas de conclusion claire sur le fait que les boucles pulsantes se distingueraient des autres boucles par leur géométrie aux pieds. Aucune tendance générale de comportement aux pieds particulier pour les boucles pulsantes ne se dégage sur les trois cas.

On peut donc en conclure que l’étude sur la géométrie des boucles que j’ai menée sur les trois régions étudiées dans le Chapitre 3 ne montre pas de comportement géométrique commun aux boucles pulsantes dans les trois cas. À partir de la seule étude de la géométrie de boucles il est donc difficile de conclure quant à la réelle influence de ces seuls paramètres sur la production de TNE dans les boucles. Il faut explorer plus de paramètres, comme par exemple la distribution spatiale du chauffage en utilisant des simulations, ce que je vais présenter dans la Section 4.3. Avant cela, je présente dans la section suivante une étude détaillée d’une simulation avec un code hydrodynamique 1D, qui permet de reproduire et d’expliquer les pulsations observées.

4.2 Modélisation de cycles (TNE) avec des condensations incomplètes et correspondance avec les pulsations observées

Dans l'article [Froment et al. \(2016a, Article \(A.1.4\)\)](#) que je présente dans la Section 4.2.3, je modélise l'évolution d'une boucle avec le code hydrodynamique 1D présenté dans la Section 4.2.1. J'utilise pour cela une géométrie de boucle réaliste tirée des extrapolations LFFF (Section 4.1.2.2) du cas 1 (événement avec des boucles présentant des pulsations EUV de longue période) du Chapitre 3.

La fonction de chauffage volumique $H(s)$ est choisie pour reproduire au mieux les propriétés physiques de boucles extraites de l'analyse de Fourier et de l'analyse DEM de ([Froment et al. 2015, Article \(A.1.1\), Section 3.2.3](#)) : la période de pulsations de 9 heures, une température de l'ordre de 3 MK (pic de température de la DEM) et qui ne s'effondre pas au sommet de la boucle (condensations "incomplètes", comportement moyen observé à la résolution d'AIA).

Je compare ensuite les conditions choisies pour la simulation (chauffage) avec les observations de HMI (topologie du champ magnétique dans les extrapolations LFFF). Je reproduis ensuite les intensités EUV telles qu'elles seraient observées dans les six bandes d'AIA : 94 Å, 131 Å, 171 Å, 193 Å, 211 Å et 335 Å, et ce à partir des températures et densités de la boucle au cours de la simulation. Ces intensités synthétiques sont ensuite analysées le long de la boucle simulée et au cours du temps au niveau du sommet de la boucle (étude des décalages temporels).

4.2.1 Code hydrodynamique 1D utilisé et hypothèses de calcul

Les conditions physiques dans la couronne font que le champ magnétique domine les mouvements du plasma (voir Chapitre 1). En effet, le paramètre β du plasma, c'est-à-dire le rapport entre la pression thermique et la pression magnétique, est très petit devant 1. Le plasma, confiné dans les structures magnétiques fermées que sont les boucles coronales, peut donc être considéré comme étant un fluide compressible qui se déplace et transporte de l'énergie le long des lignes de champ magnétiques. Cette approximation permet de décrire l'évolution du plasma sur une dimension avec les équations de l'hydrodynamique pour un fluide compressible. Si le champ magnétique définit alors la structure de la boucle, il n'intervient pas directement dans la dynamique du plasma.

Les équations de l'hydrodynamique à résoudre pour caractériser l'évolution de ce plasma confiné magnétiquement sont les équations de :

→ la conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} (A \rho v) = 0, \quad (4.10)$$

→ la conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial s} \right) = -\frac{\partial p}{\partial t} + \rho g_p + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} \left(A \rho v \frac{\partial v}{\partial s} \right), \quad (4.11)$$

→ la conservation de l'énergie :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} (ATv) = -(\gamma - 2) \frac{T}{A} \frac{\partial}{\partial s} (Av) \\ + \frac{(\gamma - 1)}{2kn_e} \left[\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} \left(Ak_{\parallel} \frac{\partial T}{\partial s} \right) - n_e n_p Q(T) + H \right], \end{aligned} \quad (4.12)$$

avec T la température, p la pression et v la vitesse du plasma. s est l'abscisse curviligne le long de la boucle et t le temps de la simulation. A est l'expansion de la section transverse de la boucle qui s'écrit : $A(s) \sim \frac{1}{B(s)}$.

n_e , n_p sont respectivement la densité des électrons et des protons. ρ est la densité massique : $\rho = m_p n_e$, avec m_p la masse du proton. $\gamma = 5/3$ est rapport de chaleur spécifique et k est la constante de Boltzmann. On suppose que le plasma est totalement ionisé, qu'il est uniquement constitué de protons et d'électrons et que la température des protons et des électrons est la même, d'où : $T = T_p = T_e$ et $n_e = n_p$. La pression peut donc s'écrire : $p = 2n_e kT$.

g_p est la gravité projetée le long de la boucle :

$$g_p = \frac{\mathbf{g} \cdot \mathbf{B}}{\|\mathbf{g}\| \|\mathbf{B}\|} = -\frac{B_z}{\|\mathbf{B}\|} \quad (4.13)$$

avec \mathbf{g} l'accélération de la gravité et B_z la composante de \mathbf{B} sur l'axe Z du cube d'extrapolation.

$k_{\parallel}(T)$ est la conductivité thermique (composante parallèle à B), qui s'exprime en $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$, $Q(T)$ est la fonction de pertes radiatives et $H(s)$ est la fonction de chauffage volumique imposée au système.

Pour modéliser l'évolution d'une boucle de longueur L , j'ai utilisé un code hydrodynamique 1D qui m'a été fourni par Zoran Mikić, avec qui j'ai collaboré sur ce travail de simulation des boucles. La boucle modélisée est ancrée dans une chromosphère dense $n_e = n_{ch} = 6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ et froide $T_e = T_{ch} = 20\,000 \text{ K}$.

La conductivité thermique $k_{\parallel}(T)$ peut être choisie pour suivre la valeur classique de Spitzer, comme ce que j'ai utilisé dans l'article **A.1.4** (Section 4.2.3) : $k_{\parallel}(T) = C_0 T^{5/2}$ avec $C_0 = 9 \times 10^2 \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-7/2}$. La fonction de pertes radiatives $Q(T)$ (en W m^3) est dérivée de la base atomique CHIANTI (version 7.1) (Dere et al. 1997; Landi et al. 2013) en choisissant des abondances coronales (Feldman et al. 1992; Feldman 1992; Grevesse & Sauval 1998; Landi et al. 2002). La fonction de chauffage volumique $H(s)$ est indépendante du temps, le chauffage imposé à la boucle est donc constant.

Dans Mikić et al. (2013), les auteurs utilisent ce même code de simulation hydrodynamique 1D et explorent l'influence de la géométrie de boucle imposée par le champ magnétique $\mathbf{B}(s)$ (ligne de champ asymétrique et $A(s)$ non-uniforme) et de la forme de la fonction $H(s)$. La production d'un état de TNE dans les boucles simulées implique que $H(s)$ doit être stratifié, c'est-à-dire que le chauffage doit être faible dans la couronne par rapport au chauffage dans les pieds des boucles, la chromosphère, et dans la région de transition. C'est ce qui impose une absence d'équilibre thermique au système (voir Section 1.3).

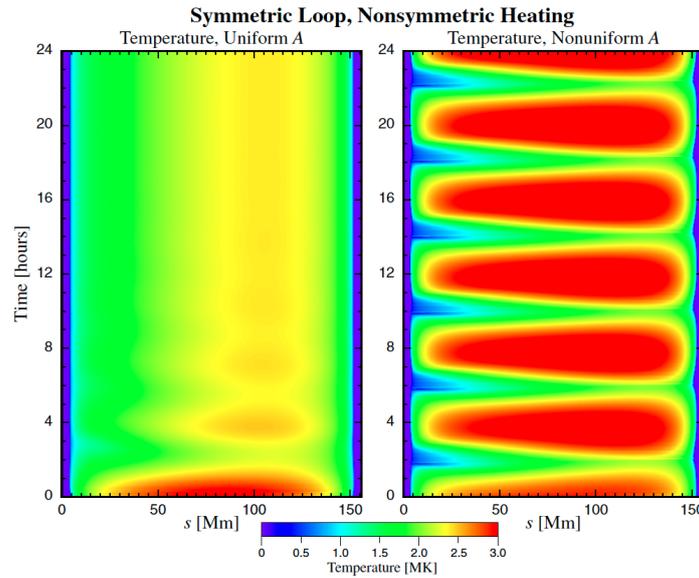


FIGURE 4.11: Evolution de la température d'une boucle avec une simulation hydrodynamique 1D, d'après Mikić et al. (2013, Figure 13). La géométrie de la boucle est symétrique (demi-cercle), sans expansion à gauche et avec expansion à droite. Le chauffage volumique $H(s)$ est le même pour les deux simulations : stratifié, constant et asymétrique (plus fort vers le pied où $s = L$, avec $L = 156$ Mm). La boucle de gauche atteint rapidement un équilibre statique alors que la boucle de droite rentre dans des cycles de condensation, typiques du TNE. Dans ce cas particulier les condensations sont dites "incomplètes", la température au sommet de la boucle ne s'effondre pas.

Dans cet article, les auteurs montrent qu'avec une géométrie de boucle réaliste, c'est-à-dire une boucle avec expansion et pas demi-circulaire, on peut produire du TNE dans des boucles chaudes, sans "refroidissement catastrophique" au sommet de la boucle, c'est-à-dire des condensations fortes jusqu'à des températures chromosphériques (Klimchuk et al. 2010). C'est ce qui se produit dans l'exemple présenté à gauche de la Figure 4.11, tirée de Mikić et al. (2013). L'introduction d'un facteur d'expansion pour une boucle demi-circulaire et avec une fonction de chauffage asymétrique fait passer d'un état d'équilibre statique à une absence d'équilibre (TNE) avec des condensations incomplètes. Si la géométrie de la boucle a un rôle dans la modification du comportement thermique de la boucle dans ces simulations, le choix de $H(s)$ et notamment son asymétrie semble aussi modifier de façon importante le comportement de la boucle. C'est ce que l'on peut voir en comparant les Figures 4.11 et 4.12 où $H(s)$ est respectivement asymétrique et symétrique, avec la même géométrie de boucle.

Cependant si plusieurs cas sont testés avec à chaque fois des géométries de boucle différentes et/ou des fonctions de chauffage différentes, ils n'explorent pas la sensibilité exacte de chaque situation : équilibre statique (pas de TNE), TNE avec des condensations complètes, TNE avec des condensations incomplètes, à ces différents paramètres.

Dans l'article Froment et al. (2016a, Article (A.1.4), Section 4.2.3), la fonction de chauffage $H(s)$ est choisie pour reproduire au mieux les propriétés physiques de boucles extraites de l'analyse développée dans Froment et al. (2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3). Cette fonction est du type (voir équation 2 de Froment et al. 2016a, Ar-

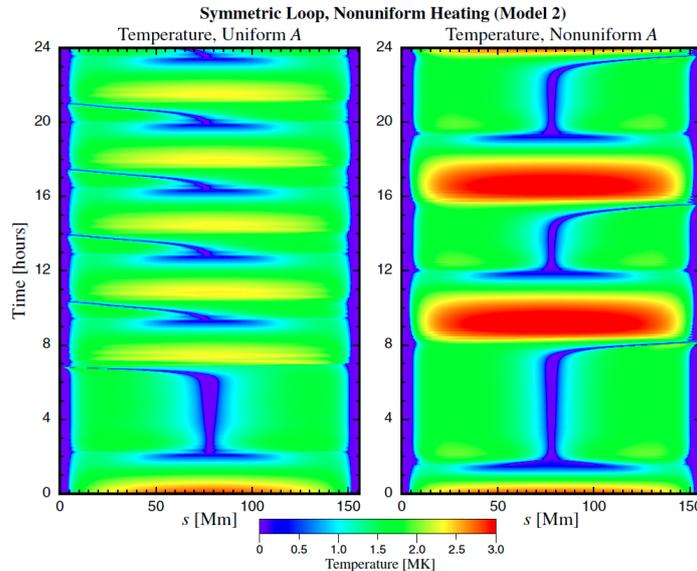


FIGURE 4.12: Evolution de la température d'une boucle avec une simulation hydrodynamique 1D, d'après Mikić et al. (2013, Figure 8). Comme pour les cas de la Figure 4.11, la géométrie de la boucle est symétrique (demi-cercle), sans expansion à gauche et avec expansion à droite. Le chauffage volumique $H(s)$ est ici symétrique. Pour ces géométries de boucle, le chauffage symétrique produit des condensations complètes au sommet de la boucle.

ticle (A.1.4), Section 4.2.3) :

$$H(s) = H_0 + H_1(e^{-g(s)/\lambda_1} + e^{-g(L-s)/\lambda_2}), \quad (4.14)$$

avec $g(s) = \max(s - \Delta, 0)$ et $\Delta = 5$ Mm l'épaisseur de la chromosphère. H_0 est la valeur vers laquelle $H(s)$ tend au sommet de la boucle et $(H_0 + 2H_1)$ est la valeur totale du chauffage volumique dans la chromosphère. λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'échelle du dépôt de l'énergie pour chaque demi-portion de la boucle.

Avec ce type de fonction, on peut reproduire un chauffage très stratifié et avec différents degrés de stratification pour chaque portion de la boucle en modifiant λ_1 et λ_2 .

Le maillage utilisé pour le calcul est non-uniforme mais constant dans le temps. On s'assure que la taille des mailles dans la chromosphère et la région de transition est assez petite pour résoudre les forts gradients, et que cette zone de maillage plus fin est assez étendue pour capter les mouvements de la région de transition. Dans la chromosphère et la région de transition on a $\Delta s = 2$ km et dans la couronne $\Delta s = 20$ km.

4.2.2 Topologie du champ B et indication de sites préférentiels de chauffage dans les observations

Les points nuls et les *bald patches* ("régions chauves" en français) sont des structures topologiques particulières du champ magnétique. Par définition, ces structures contiennent des séparatrices, c'est-à-dire des surfaces formées par des lignes de champ qui délimitent des domaines de connectivité magnétiques différentes. La connectivité des lignes de champ magnétiques est liée à la position de leurs pieds (signe de B_{z0}).

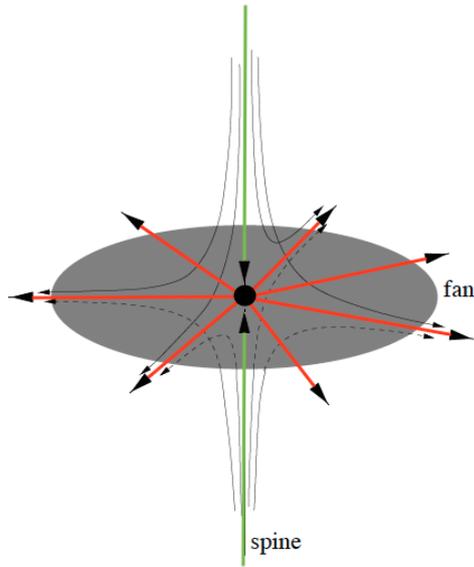


FIGURE 4.13: *Point nul*, adapté de Longcope (2005). Le *fan* est la surface séparatrice (surface grisée) définie ici par les lignes de champ en rouge qui partent du point nul (point noir au centre) qui est dit alors positif. Les *spines* sont les lignes de champ (en vert) perpendiculaires au *fan*.

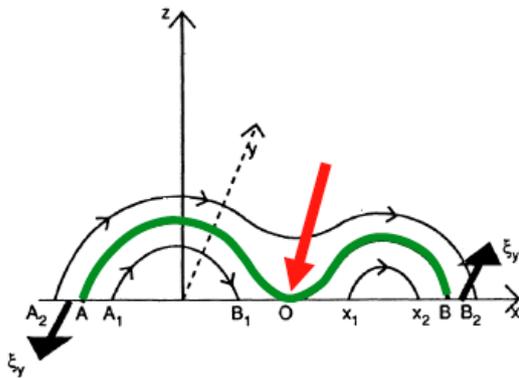


FIGURE 4.14: *bald patch* en 2D, figure d'après Dalmasse (2014), elle même adaptée de Vekstein & Priest (1992). Le *bald patch* est repéré par la flèche rouge. Le trait vert épais représente la séparatrice.

Un point nul est un point où les trois composantes du champ magnétique en trois dimensions s'annulent. Le *fan* est une surface séparatrice qui forme un dôme autour du point nul (en 3D, voir Figure 4.15). Les *spines* sont les lignes de champ singulières qui sont perpendiculaires au *fan* au niveau du point nul. Ces deux types de structures associées au point nul sont illustrées dans la Figure 4.13.

Les *bald patches* sont des structures topologiques qui sont caractérisées par des lignes de champ tangentes localement à la photosphère (voir Figure 4.14, indiqué par la flèche rouge). Ces points particuliers correspondent à des endroits où le champ magnétique photosphérique s'inverse (ligne d'inversion des polarités, voir Figure 4.15). L'ensemble des points des lignes de champ au contact avec la surface photosphérique forme une ligne séparatrice, empreinte d'une surface séparatrice sur la surface photosphérique.

Ces deux types de topologie du champ magnétique forment des séparatrices. Ces surfaces constituent des sites préférentiels pour la reconnexion magnétique (e.g., Aly & Amari 1997; Pariat et al. 2009; Parnell et al. 2010; Wyper et al. 2012). En effet, ces surfaces sont soumises au mouvement constant et aléatoire des pieds des structures au niveau de la photosphère, ce qui peut former des nappes de courants. C'est la présence de ces nappes de courant électrique induit ($\nabla \times \mathbf{B}$ non nul) qui peut permettre le déclenchement de la

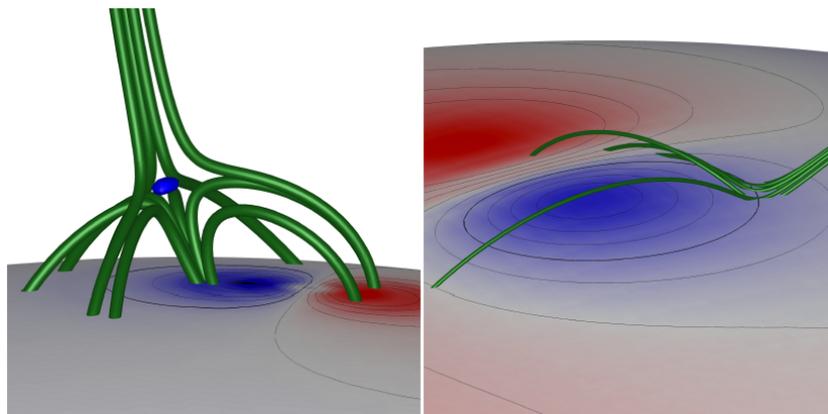


FIGURE 4.15: Point nul et bald patch en trois dimensions, d’après Müller & Antiochos (2008). Le champ magnétique photosphérique longitudinal est représenté en rouge pour les polarités positives et en bleues pour les négatives. **À gauche** : La position du point nul est repérée par un point bleu. Les lignes de champ magnétique en vert marquent les spines et le fan qui en 3D forme un dôme. **À droite** : bald patch localisé autour d’une ligne d’inversion de polarités (trait noir fin).

reconnexion magnétique et donc une libération d’énergie, c’est-à-dire du chauffage.

4.2.3 Article (A.1.4) : Long-Period Intensity Pulsations in Coronal Loops Explained by Thermal Non-Equilibrium Cycles

Dans Froment et al. (2016a, soumis à APJ), j’ai modélisé l’évolution d’une boucle présentant des pulsations d’intensité EUV de longue période (simulation hydrodynamique 1D). Cette simulation comprend des cycles d’évaporation et de condensation incomplètes du plasma.

Pour cette modélisation :

- La géométrie de boucle sélectionnée (voir Figures 1 et 2 de l’article A.1.4) implique un chauffage asymétrique (plus de chauffage au pied Est que Ouest) pour reproduire des cycles de TNE avec la période et la température observées. J’ai balayé plusieurs configurations possibles en réalisant un balayage de l’espace des paramètres de la fonction de chauffage. Cette étude, qui est présentée dans la Section 4.3, m’a permis de déterminer quelle combinaison des paramètres de la fonction de chauffage $H(s)$ (voir Figure 3 de l’article A.1.4) permettaient de reproduire au mieux les propriétés des boucles pulsantes, énoncées plus haut.
- Au niveau des pieds Est des boucles pulsantes, la présence d’un point nul à basse altitude et de bald patches (voir Section 4.2.2), peut favoriser un chauffage plus important à ce pied qu’à l’autre, qui ne présente pas ces particularités, et donc favoriser un chauffage asymétrique. Le chauffage choisi pour cette simulation est donc cohérent avec les observations.
- Les variations des intensités synthétiques AIA ne sont pas brusques le long de la boucle comme ça serait le cas avec des événements de type “catastrophic cooling” (Klimchuk et al. 2010). Cependant, ces intensités représentent les variations d’intensités moyennes du faisceau de boucle observé. Comme nous l’avons déjà re-

marqué, on ne peut donc pas exclure la présence de condensations complètes dans ce faisceau de boucle avec les seules observations d'AIA. Les décalages temporels entre les six séries temporelles synthétiques (correspondant aux six bandes spectrales d'AIA) sont cohérents avec les observations de [Froment et al. \(2015, Article \(A.1.1\), Section 3.2.3\)](#).

- Le schéma d'évolution de la boucle est bien reproduit mais uniquement si l'on considère la tendance à long terme (les variations d'intensité sur plusieurs heures, voir Figures 9 et 12 de l'article [A.1.4](#)). La dynamique à court terme ne peut pas être reproduite par ce type de simulation. En effet, on utilise ici un chauffage strictement constant. De plus la simulation 1D implique l'analyse d'une seule boucle isolée. On n'a pas ici la contribution des émissions des avant-plans et des arrière-plans ce qui explique que cette simulation ne puisse pas. Elle n'a pas vocation à reproduire toutes les propriétés des boucles observées.
- Cette modélisation est cohérente avec l'interprétation des pulsations d'intensité EUV de longue période en terme de TNE dans les boucles, notamment avec des condensations incomplètes. Pour le moment, aucun autre modèle ne donne d'explication physique satisfaisante à ces pulsations. Le modèle développé par [Imada & Zweibel \(2012\)](#) (auto-organisation de la boucle vers un état de collisionnalité marginale, [Uzdensky 2007](#); [Cassak et al. 2008](#)) apporte des pistes intéressantes mais il ne permet pas de reproduire par exemple le décalage observé entre les variations de température et de densité.

LONG-PERIOD INTENSITY PULSATIONS IN CORONAL LOOPS EXPLAINED BY THERMAL NON-EQUILIBRIUM CYCLES

C. FROMENT¹, F. AUCHÈRE¹, G. AULANIER², Z. MIKIĆ³, K. BOCCHIALINI¹, E. BUCHLIN¹, AND J. SOLOMON¹

¹Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Bât. 121, F-91405 Orsay cedex, France

²LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France

and

³Predictive Science, Inc., San Diego, CA 92121, USA

ABSTRACT

In solar coronal loops, thermal non-equilibrium (TNE) is a phenomenon that can occur when the heating is both highly-stratified and quasi-constant. Unambiguous observational identification of TNE would thus permit to strongly constrain heating scenarios. Up to now, while TNE is the standard interpretation of coronal rain, it was not believed to happen commonly in warm coronal loops. Recently, the detection of long-period intensity pulsations (periods of several hours) has been reported with SoHO/EIT. This phenomenon appears to be very common in loops. In our previous study, three intensity-pulsation events studied with SDO/AIA, show strong evidence for TNE in warm loops. In the present paper, realistic loop geometries from LFFF extrapolations for one of these events are used as input to a 1D hydrodynamic simulation of TNE. A highly-stratified and asymmetric heating function is chosen to reproduce the observed period of pulsation and temperature of the loops. The magnetic topology of the LFFF extrapolations points to the presence of sites of preferred reconnection at one footpoint, supporting the presence of asymmetric heating. We compared the properties of the simulated loop with the properties deduced from observations. We found that the 1D hydrodynamic simulation can reproduce the large temporal scale intensity properties of the pulsating loops. This simulation further strengthens the interpretation of the observed pulsations as signatures of TNE. This implies that the heating for these loops is highly-stratified and that the frequency of the heating events must be high compared to the typical cooling time.

Keywords: Sun: corona – Sun: oscillations – Sun: UV radiation

1. INTRODUCTION

Numerical simulations show that with a highly-stratified (i.e. mainly concentrated near the footpoints) and quasi-constant heating, a phenomenon called thermal non-equilibrium (TNE) can govern the dynamics of coronal loops. This particular localisation and time scale of the heating results in a particular response of the plasma: evaporation and condensation cycles with periodic evolution of the temperature and the density. The plasma heated near the footpoints evaporates and starts to fill the loop. The temperature increases, followed by the density with a time delay. As the loop becomes denser, the heating per mass unit decreases and thus the temperature decreases. The drop in the temperature increases the radiation losses (Rosner et al. 1978). The radiation losses start to overcome the heating near the loop apex

as the temperature continues to decline, triggering thermal instability. A pressure drop follows the temperature fall, and if it is localized enough, it produces plasma condensations that fall toward one loop leg because of gravity. In simulations, a state of TNE can be produced with different time scales of the heating: either with impulsive heating with a sufficiently high repetition rate (e.g., Mendoza-Briceño et al. 2005; Karpen & Antiochos 2008; Susino et al. 2010; Antolin et al. 2010), or with a strictly steady heating (e.g., Müller et al. 2003, 2004; Mok et al. 2008; Lionello et al. 2013; Mikić et al. 2013; Mok et al. 2016).

The role of TNE in the formation and evolution of prominences (Antiochos & Klimchuk 1991; Antiochos et al. 1999, 2000; Karpen et al. 2006) and coronal rain (Müller et al. 2003, 2004; Antolin et al. 2010; Fang et al. 2013) is both predicted by simulations and confirmed by observations (Schrijver 2001; De Groof et al. 2004; Müller et al. 2005; Antolin et al. 2012; Vashalomidze et al. 2015; Antolin et al. 2015).

In contrast, the relevance of TNE to the description of warm loops has been questioned (Klimchuk et al. 2010). However, recent simulations (Lionello et al. 2013; Mikić et al. 2013; Winebarger et al. 2014; Lionello et al. 2016; Mok et al. 2016) show that it should not be ruled out because discrepancies with observations may arise from an oversimplification of the loop geometry used in models.

Auchère et al. (2014) reported on the detection of long-period intensity pulsations (periods of several hours) with the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT; Delaboudinière et al. 1995) on board the Solar and Heliospheric Observatory (SoHO; Domingo et al. 1995). This phenomenon appears to be very common in active regions and in particular in loops. The authors estimate that about half the active regions of the year 2000 underwent this kind of pulsation. These pulsations are new observational signatures of heating processes in loops.

Three of these intensity pulsation events have been analyzed in detail in Froment et al. (2015) using simultaneously the six coronal passbands of the Atmospheric Imaging Assembly (AIA; Boerner et al. 2012; Lemen et al. 2012) on board the *Solar Dynamics Observatory* (SDO; Pesnell et al. 2012). Moreover, Auchère et al. (2016a) have recently confirmed the statistical significance of the detections. We used both the Differential Emission Measure (DEM) analysis diagnostics developed by Guennou et al. (2012a,b, 2013) and the time lag analysis of Viall & Klimchuk (2012) to conclude that these loops show evidence for TNE. This conclusion is reinforced by the pulse-train nature of the observed signals (Auchère et al. 2016b).

These loops appear to have the same cooling behavior (see the time lag maps of Froment et al. 2015, in Figure 9) as the rest of the active region but show a different response of the plasma. This specific plasma response seems to match the evaporation and incomplete condensation cycles seen in the simulations of Mikić et al. (2013). The authors present several loops modeled with a 1D hydrodynamic code, using different loop symmetries, loop cross-sections, and heating intensity and geometry profiles. Some of their simulations lead to a TNE state of “incomplete” condensations. This term is opposed to “complete” condensations which are characteristic of catastrophic cooling events where the temperature near the loop apex drops down to chromospheric temperatures. The authors investigate the effect of loop geometry (particularly loop cross-sectional area) on the characteristics of loops and conclude on the importance of using realistic loop geometries in numerical models. In addition, the asymmetry of the heating profile and the scale length of the heating seem to play an important role in producing these cycles of evaporation and incomplete condensation.

We focus our present analysis on the main event (the one with the largest excess power in Fourier spectra) studied in Froment et al. (2015). We use a 1D hydrodynamic simulation code in order to study if the scenario of cycles of evapo-

ration and incomplete condensations are consistent with our observations. In Section 2, we present the results of one loop simulation that best reproduces the periods and the temperature values derived from the DEM analysis in Froment et al. (2015), using a realistic loop geometry from linear force-free field (LFFF) extrapolations. We then test in Section 3 if the characteristics of both the heating function chosen and the synthetic intensities from the simulation match the observations of the active region. Finally, we discuss our results and their implications for coronal heating in Section 4.

2. 1D HYDRODYNAMIC SIMULATION

In Froment et al. (2015), the event detected in NOAA AR 11499 is referred to as event 1 and is followed from June 03, 2012 18:00 UT to June 10, 2012 04:29 UT. In this active region, we detected intensity pulsations with a period of 9.0 hr in large coronal loops. The aim of this section is to reproduce the main characteristics (long term variations) of the plasma response of this pulsating event, as detailed in Froment et al. (2015). We present here results of a 1D hydrodynamic simulation using a realistic loop geometry from a LFFF extrapolation.

2.1. Magnetic field extrapolation

We extrapolate the magnetic field of NOAA AR 11499 from the photosphere to coronal altitudes using a LFFF model with the method described in Nakagawa & Raadu (1972) and Alissandrakis (1981). Most of the loops in the region studied are located in a plage region, with relatively weak and small-scale fields, so vector magnetograms are probably not reliable enough to use directly with a non-linear force-free field (NLFFF) model, as discussed in Zhao et al. (2016). Moreover, this active region does not show a sigmoidal shape, so that the differences between magnetic field extrapolations LFFF or NLFFF ought to be relatively small.

We use magnetograms from the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI; Scherrer et al. 2012) on board SDO. The HMI data (hmi.M_720s series) are read with the routine `read_sdo` from the Interactive Data Language SolarSoftware library. We choose the HMI magnetogram closest to the middle date of the AIA sequence, i.e. June 06, 2012 23:12 UT, close to the central meridian. As the magnetograms do not show large structural differences during the whole sequence, the use of one particular magnetogram for the analysis ought to be sufficiently accurate. In addition, since the date chosen is close to the passage of the active region at the central meridian, it allows us to minimize distortion effects and thus to compare the extrapolated field lines with the detected contour of excess Fourier power. The magnetogram and the background coaligned AIA image at 171 Å (see Figure 1) are 4×4 pixels binned to increase the signal-to-noise ratio. The field-of-view (FOV) for the geometrical study is an area of 519×444 Mm². This FOV is centered on 20.5° of Stonyhurst heliographic latitude and -2° of Stonyhurst heliographic

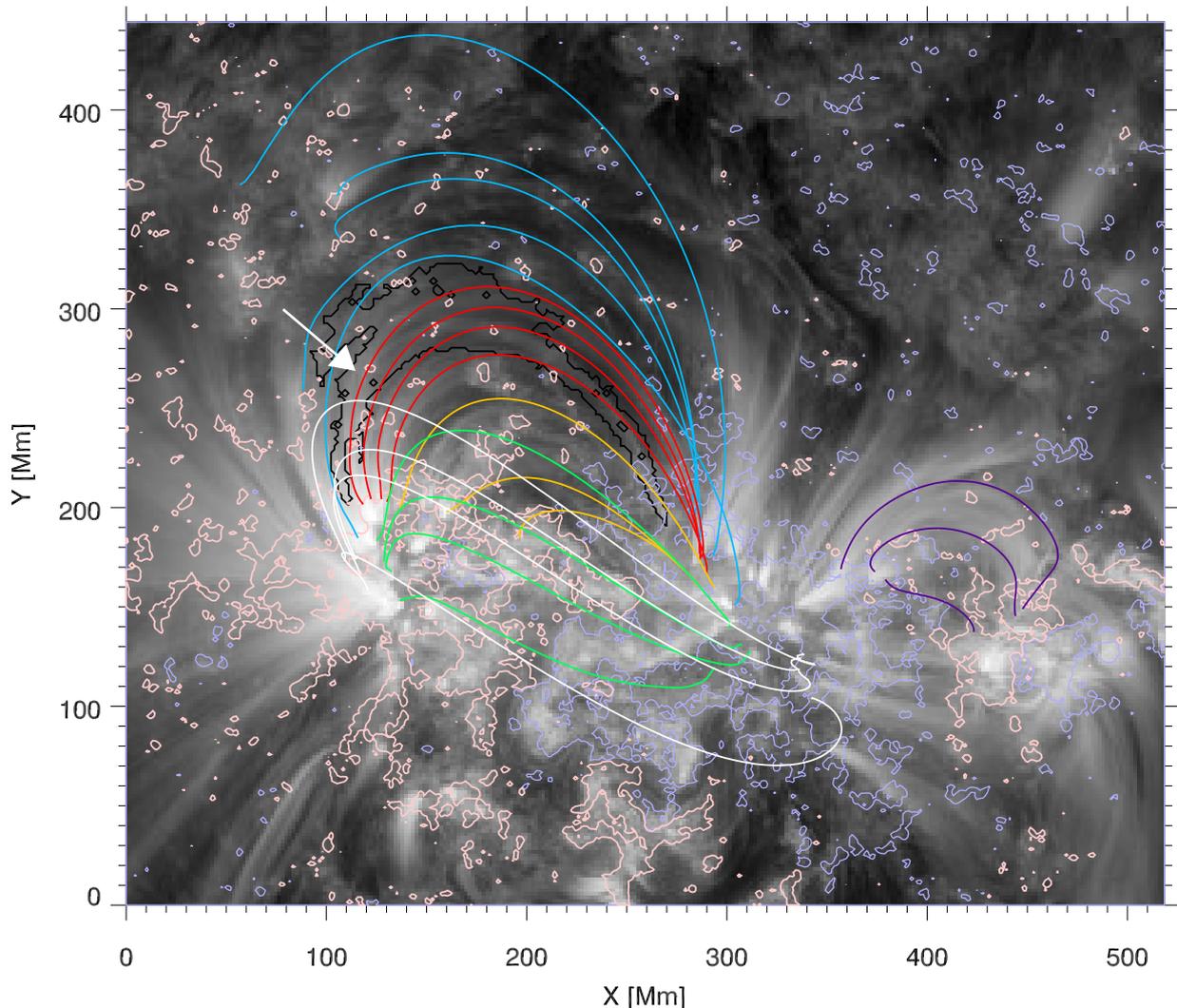


Figure 1. Some field lines extrapolated for NOAA AR 11499 (and related active regions) with a LFFF model. We superimposed contours of magnetic field (B_z at $z = 0$) from the HMI magnetogram (see Figure 5), in light red for positive values and in light blue for negative ones. The contours represented are at ± 30 G. The AIA 171 Å image and the magnetogram are both taken on June 06, 2012 at 23:12 UT. They cover a region of 519 Mm along the X-axis and 444 Mm along the Y-axis. The field-of-view is centered on 20.5° of Stonyhurst heliographic latitude and -2° of Stonyhurst heliographic longitude. The black contour delimits the area of the pulsations detected in the 335 Å passband of AIA (see Figure 4 in Froment et al. 2015), for a sequence of data between June 05, 2012 11:14 UT and June 08, 2012 11:16 UT. Intensity pulsations with a period of 9.0 hr are detected in the large loops seen in the background image with a confidence level greater than 99%. The different colors of the field lines show different loop bundles/regions in the field-of-view. The red lines correspond to the ones matching the detected pulsations. The white arrow indicates the line chosen as an input for the 1D loop simulation in Section 2.

longitude. The calculation is made in Cartesian coordinates.

Placed at $z = 0$, the magnetogram defines the bottom of the extrapolation box, which is tangent to the photosphere at the center of the FOV. The magnetogram is padded with zeroes at each side of the two horizontal directions to minimize aliasing. The total size of the bottom of the box is then 750×750 Mm². There are periodic boundary conditions on the four sides of the (x, y) domain. We use a uniform grid with 2048×2048 points for the Fast Fourier Transform

(FFT). The field lines are extrapolated up to an altitude of 300 Mm. For the purpose of the analysis, the resulting magnetic field was stored on a nonuniform grid centered on the main active region of the field of view with 350 points in the z direction using intervals as small as 0.3 Mm near $z = 0$. The force-free parameter, α , is chosen to visually fit the visible loops in the whole FOV. By an iterative method, we chose $\alpha = -5.4 \times 10^{-3}$ Mm⁻¹.

Some extrapolated lines are presented in Figure 1, includ-

ing those colored in red that correspond to the pulsating loop bundle. The red lines are selected with the criterion that at least 20% of the line length should be enclosed by the contour of detected pulsations. We use the detected contour of pulsations at 335 Å, the channel with the strongest Fourier signal (Froment et al. 2015, see Figure 4), while the background image is at 171 Å because the loops are more discernable in this passband.

The correspondence between the red lines and the contour of detected pulsations is better for the eastern footpoints than the western footpoints. However, since the contour of detected pulsations was constructed using three days of data after remapping in heliographic coordinates (Froment et al. 2015), we should bear in mind that geometric distortions are significant.

2.2. Simulation setup

The 1D hydrodynamic model used is described in Mikić et al. (2013, Section 2). The equations for mass, momentum and energy conservation take into account the loop expansion via the cross-sectional area, $A(s) \sim 1/B(s)$, where s is the coordinate along the loop and $B(s)$ the magnitude of the magnetic field along the loop. $B(s)$ is specified from the values obtained from the LFFF extrapolation. The heating term is imposed *via* a function $H(s)$ constant in time.

The parallel thermal conductivity is chosen to follow the classical Spitzer conductivity value. The radiative loss function is derived from the CHIANTI atomic database (version 7.1) (Dere et al. 1997; Landi et al. 2013) with coronal abundances (Feldman et al. 1992; Feldman 1992; Grevesse & Sauval 1998; Landi et al. 2002). We assume that the plasma is totally ionized, only composed of protons and electrons and that the temperature of protons and electrons are equal: $n = n_e = n_p$ and $T = T_e = T_p$.

Even though an option to artificially broaden the transition region at low temperatures is typically used in this code, as described by Lionello et al. (2009) and Mikić et al. (2013), we do not employ this technique in the present study. Since we analyze only a single loop, we can afford to use a very high resolution mesh to resolve the very steep gradients in the transition region, and run the code for a long time. Therefore, we keep the true Spitzer thermal conductivity and radiative loss law without modification. Future studies involving parameter scans over many loop solutions will likely require the artificial broadening of the transition region.

The initial condition is defined by a state of hydrostatic equilibrium with a parabolic temperature profile along the loop (2 MK at the mid-point of the loop) and a cool ($T_e = T_{ch} = 0.02$ MK) chromospheric reservoir at the footpoints. In this initial state, the chromosphere thickness is 3.5 Mm at each footpoint, which evolves for $t > 0$ given the loop geometry and the heating function chosen. T_{ch} and n_{ch} are the boundary conditions at $s = 0$ and $s = L$, with $n_{ch} = 6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

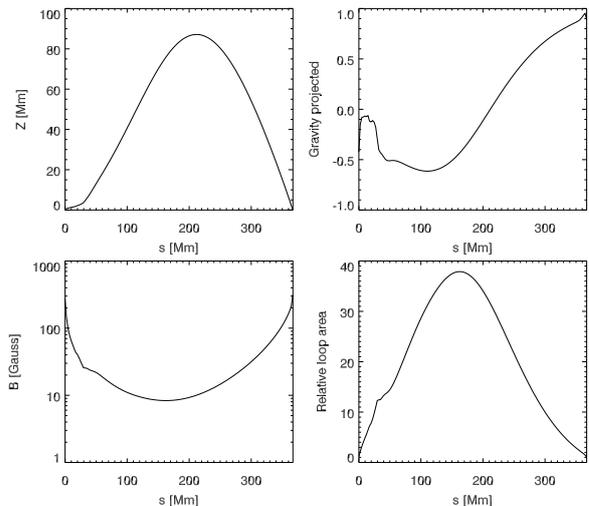


Figure 2. Loop simulation inputs as a function of the position along the loop for the 1D hydrodynamic simulation presented in this paper. This geometry is from the extrapolated field line indicated by a white arrow in Figure 1. Top left: loop profile, altitude in Mm of each point along the loop. Top right: the acceleration of the gravity projected along the loop. Bottom left: the strength of the magnetic field $B(s)$ in Gauss. Bottom right: the loop expansion given by the evolution of the cross-sectional area $A(s)$, normalized at the first footpoint.

The simulated loop uses the geometry of the magnetic field line indicated by the white arrow in Figure 1. This field line is in the domain of loops with EUV intensity pulsations and has a length $L = 367$ Mm. The geometry of this line is shown in Figure 2. As input to the simulation, we give the loop profile, i.e. the altitude of each point of the loop, the gravity projected along the loop, and the magnetic field strength along the loop. The loop expansion is given by the cross-sectional area $A(s)$, obtained from $B(s)$, and normalized to its value at the first footpoint. For this quite asymmetric loop, the apex is at an altitude of 87 Mm at $s = 212$ Mm (i.e. at $0.58L$), i. e. the loop is skewed towards one footpoint. But the highest factor of asymmetry in this loop is the different behavior around the two footpoints. It is worth noting the shallow slope of the loop around the eastern footpoint ($s = 0$). This behavior can be seen in the normalized gravity projected along the loop, defined as

$$\frac{\vec{g} \cdot \vec{B}}{\|\vec{g}\| \|\vec{B}\|} \quad (1)$$

with \vec{g} the acceleration of the gravity. While the value of the projected gravity is close to 1.0 (the field line is close to the vertical) at the western footpoint ($s = L$), it remains under 0.6 (in absolute value) in the eastern leg and drops around the footpoint to reach about 0.1.

The magnetic field strength is about the same at $s = 0$ (~ 315 Gauss), where $B_{z0} > 0$, as at $s = L$ (~ 275 Gauss), where $B_{z0} < 0$. The cross-sectional area at each footpoint is thus similar. The evolution of the loop cross-sectional area,

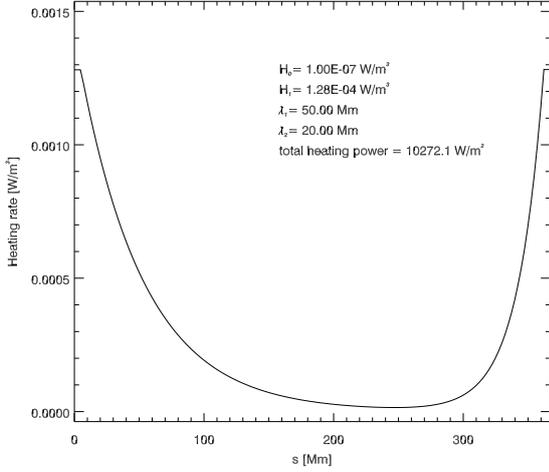


Figure 3. Volumetric heating profile used for the loop simulation (Equation 2).

normalized to its value at $s = 0$, shows that it is highly non-constant. The loop expansion factor reaches a value of 38 at $s = 162$ Mm, i.e. before the loop apex.

To solve the hydrodynamic equations, we use a nonuniform spatial mesh, fixed in time. Our run uses 100,000 mesh points. The geometry profile taken from the extrapolations is linearly interpolated at the grid points. We verified that the fine mesh spacing region at low altitudes in the loop captures the gradients and the movements of the transition region.

The heating function used for the simulation is similar to the one from Mikić et al. (2013, Equation 6). We use different scale heights at each footpoint, to represent different possible stratifications and asymmetries of the heating:

$$H(s) = H_0 + H_1(e^{-g(s)/\lambda_1} + e^{-g(L-s)/\lambda_2}) \quad (2)$$

where $g(s) = \max(s - \Delta, 0)$ and $\Delta = 5$ Mm is the thickness of the chromosphere, where the heating is constant.

$H(s)$ is the volumetric heating rate, expressed in $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$. H_0 is the value to which $H(s)$ tends at the apex¹ and $(H_0 + 2H_1)$ is the value of the heating in the chromosphere. λ_1 and λ_2 are the scale lengths for the energy deposition at the eastern and western leg of the loop, respectively.

We plotted the heating profile used for our simulation in Figure 3, with the following parameters: $H_0 = 1 \times 10^{-7} \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$, $H_1 = 1.28 \times 10^{-4} \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$, $\lambda_1 = 50$ Mm and $\lambda_2 = 20$ Mm. The total heating power integrated over the loop length is about $10^5 \text{ W}/\text{m}^2$ and it is two times larger in the eastern leg ($0 < s < 212$ Mm) than in the western leg ($212 \text{ Mm} < s < L$). Most of the heating is concentrated around the loop footpoints since we chose $H_0 \ll H_1$ and the profile is asymmetric.

¹ only if $\lambda_{1,2} \ll \frac{L}{2} - \Delta$

In order to reproduce at best the observed parameters of the pulsating loops : period of pulsation and temperature conditions from the DEM analysis of Froment et al. (2015), we tested several scale lengths and strengths for $H(s)$. This parameter space study will be presented in a forthcoming companion paper.

2.3. Simulation results : thermal evolution of the loop

We simulate the loop evolution during a time sequence of 72 hr and analyse the loop behavior in response to the heating profile applied. The evolution of the temperature, density, velocity, and pressure is represented in Figure 4 as a function of time and distance along the loop. On the right hand side of each 2D plots, we show the time evolution of the corresponding parameter averaged over the loop apex region, defined as the part of the loop above 90 % of the apex height. We mark it with the two dotted bars in the lower plot of each panel. The profiles in the bottom panels correspond to instants of the simulation, t_1 and t_2 , marked respectively by the solid and dashed bars in right hand side plots.

These profiles show that this loop experiences cyclic TNE pulsations with aborted condensations, i.e. the apex temperature never falls below 1 MK. The loop experiences aborted condensations, falling along the western leg which is heated about half as much as the eastern one. There are pulsations with a period of about 9 hr for each physical parameter. It is the same period as observed in the EUV intensities and DEM parameters by Froment et al. (2015). The 2D plots and the profiles show a large chromospheric part around the eastern footpoint. It is due to the geometry of the loop, i.e. the flattened eastern leg of the loop at low altitude. Apart from this peculiarity in the geometry, this case is similar to Case 10 presented in Figure 14 of Mikić et al. (2013). The cycles seen for all the physical parameters are nearly identical over the duration of the simulation.

This loop is relatively hot as the coronal part has a peak temperature of 3 MK. The temperature always remains above 1.4 MK for the eastern part of the loop and around the loop apex. It drops to 0.6 MK in the western leg at the end of the cooling phase, when the condensations are the strongest. Most of the loop remains in coronal conditions at all times.

During the rise of the temperature in the loop, there are upflows at both the eastern and the western footpoints with a velocity of about $10 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. During the cooling phase, the density decreases to $\sim 4 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ around the apex and in the eastern part of the loop. These parts of the loop are drained. The density increases by a factor of 3 in the western leg due to condensations. As a consequence, the pressure drops everywhere in the loop with a minimum value around the apex.

Due to the drop in the pressure, siphon flows are seen from the eastern part to the west footpoints (velocity of about $60 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) of the loops. Mikić et al. (2013) hypothesize that

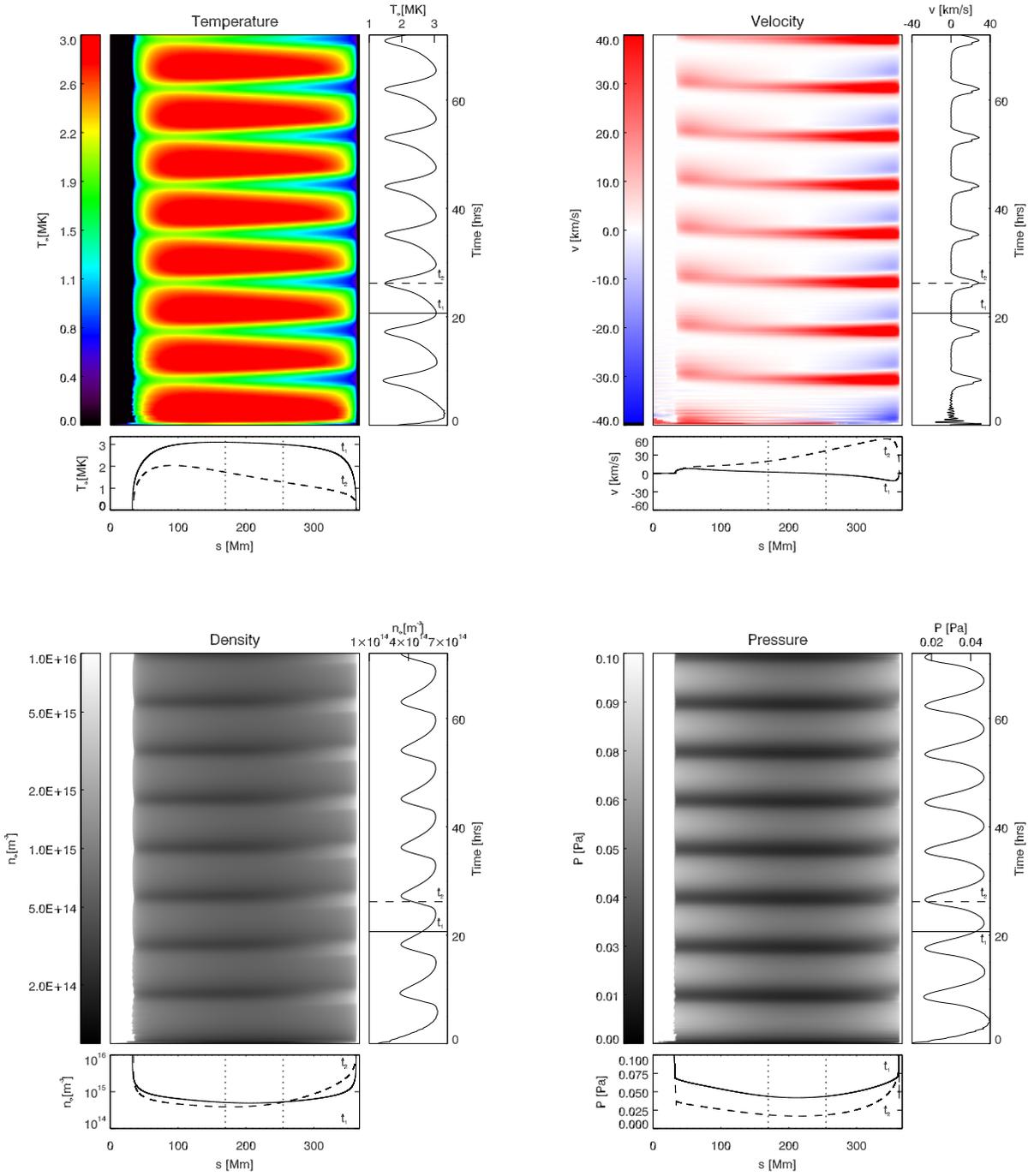


Figure 4. Evolution of the temperature T_e , density n_e , velocity v , and pressure p for the loop simulated with the 1D hydrodynamic code (Mikić et al. 2013). This loop is based on the geometry of the extrapolated magnetic field line designated by the white arrow in Figure 1. The constant heating function of Figure 3 is applied. Top left: evolution of the temperature along the loop and during the 72 hr of the simulation. On the right of the 2D plot, we display the evolution of the temperature around the loop apex (mean value between the two dotted bars in the bottom panel). On the bottom of the 2D plot, we show two temperature profiles (solid and dashed lines, corresponding respectively to the hot phase at t_1 and the cool phase at t_2). The corresponding instants are indicated respectively by the solid and dashed lines on the plot of the temperature evolution around the apex. We plot the other loop physical parameters in the same way. Top right: velocity. Bottom left: density. On the 2D plot and the loop profiles, n_e is shown in logarithmic scale. On the apex time series n_e is in linear scale. Bottom right: pressure.

these siphon flows play a key role in aborting the condensations, even if this remains to be confirmed. These siphon flows are also seen in simulations of coronal rain (e.g. Antolin et al. 2010, with catastrophic cooling events).

The evolution of the density around the apex is delayed compared to the evolution of the temperature, as expected for a state of TNE (e.g. Mikić et al. 2013). We notice that the delay between the maxima of temperature and density is larger than the one between their minima. This property was previously seen in (Mikić et al. 2013, see Figure 6).

3. DO THE PROPERTIES OF THE SIMULATED LOOP MATCH THE OBSERVATIONS?

3.1. Potential evidence of asymmetric heating

In Section 2, we have traced magnetic field-lines from a LFFF extrapolation of event 1 of Froment et al. (2015). We presented a 1D hydrodynamic simulation of a loop with a geometry taken from one of the extrapolated field lines matching the contour of detected pulsations. This loop has a large low-lying portion at its eastern footpoint. We found that we can reproduce the properties of the observed pulsating loops only if there is more heating at the footpoint with this particular geometry (see Figure 3).

Examining the magnetic topology around the eastern pulsating loops footpoints, we found one photospheric null-point (at $z = 370$ km) and many bald patches. This particular magnetic topology explains the field line geometry in this area. In Figure 5, we show an AIA view and a side view of the null point and bald patches. In the left panels, we trace in red the lines matching the pulsating loops, as in Figure 1. In the side view, we see that at least two field lines have a grazing leg (this includes the field-line used for the simulation), due to the presence of the null-point. In the right panels, we trace some field lines anchored in the bald patch area in the East of the region. These blue lines clearly show the different conditions at their two footpoints. As pointed out in Figure 6, we can see in the HMI magnetogram that the footpoints where we found the null-point and the bald patches are located on the external side of a plage region. On the magnetogram zoom (right panel), we can see that the bald patches are located in an area adjacent to the plage region with many alternations of small scale negative and positive polarities (pointed by the blue arrow in Figure 6). The low-lying null is located in a meso-scale area (alternation of positive, negative and positive polarity, pointed by the yellow arrow in Figure 6).

The specific magnetic topologies and the occurrence of permanent photospheric motions observed in the magnetograms in this area could favor reconnection (e.g., Billinghurst et al. 1993; Pariat et al. 2009). It thus might be evidence for different heating conditions at each footpoint of these loops, which might conceivably be the source of the asymmetric heating needed to drive the solution of the 1D simulation into TNE

cycles. Although we study here the magnetic topology of the region at only one date, the magnetograms show this area of alternation of small scale positive and negative polarities during the sequence of ~ 6 days. The potential site of reconnection could thus last for several days and produce quasi-steady favorable conditions for the appearance of pulsations.

Such potential site of reconnection can be probably found also somewhere else in this active region. These heating conditions are probably not specific to the loops showing long-period intensity pulsations. So, why is only one loop bundle experiencing TNE events in this region? It seems that the production of TNE in coronal loops is very sensitive to a combination of loop geometry and heating parameters, as we will develop with a parameter space study in a forthcoming companion paper.

3.2. EUV intensities and time lags

3.2.1. Synthetic intensities as seen in the AIA coronal channels

We use the simulated temperatures and densities along the loop to produce synthetic intensities as they would be observed in the six coronal passbands of AIA, in the geometric configuration of Figure 1. We produce these intensities from the AIA response functions $R_b(n_e, T_e)$ to isothermal plasma for each channel, calculated with CHIANTI version 8.0 (Del Zanna et al. 2015)². To simulate the intensities as they would be seen in EUV images, we perform the integration along the line of sight in the geometry corresponding to that given in Figure 1:

$$I_{simu} = \frac{1}{4\pi} \int n_e^2 R_b(n_e, T_e) dl \quad (3)$$

We assume that n_e , T_e and $A(s)$ vary slowly from one section to another, which is valid for the coronal part of the loop. So that we can assume that n_e and T_e are constant in each cross section of the loop. We use the projection of the extrapolated magnetic field line as seen by AIA (see Figure 1) to calculate the thickness of the loop. We thus approximate Equation 3 as:

$$I_{simu} \sim \frac{1}{2\pi} \frac{r_0 \sqrt{A(s)}}{\sin(\beta)} n_e^2 R_b(n_e, T_e) \quad (4)$$

β is the angle between \vec{B} and the direction of the line of sight, as illustrated in the sketch of Figure 7. The β value along the loop are determined using the projection of \vec{B} along the line of sight. The β values are between 60° and 120° in most of the loop (except for the footpoints). We set $r_0 = 100$ km, the radius of the loop cross-section at $s = 0$. This choice is arbitrary and does not change the relative evolution of the intensities along the loop. Given the loop expansion,

² We use here the latest version of CHIANTI instead of the one used for the radiative loss function for the simulation (version 7.1). The differences with the use of CHIANTI version 8.0 for the radiative loss function should be very small.

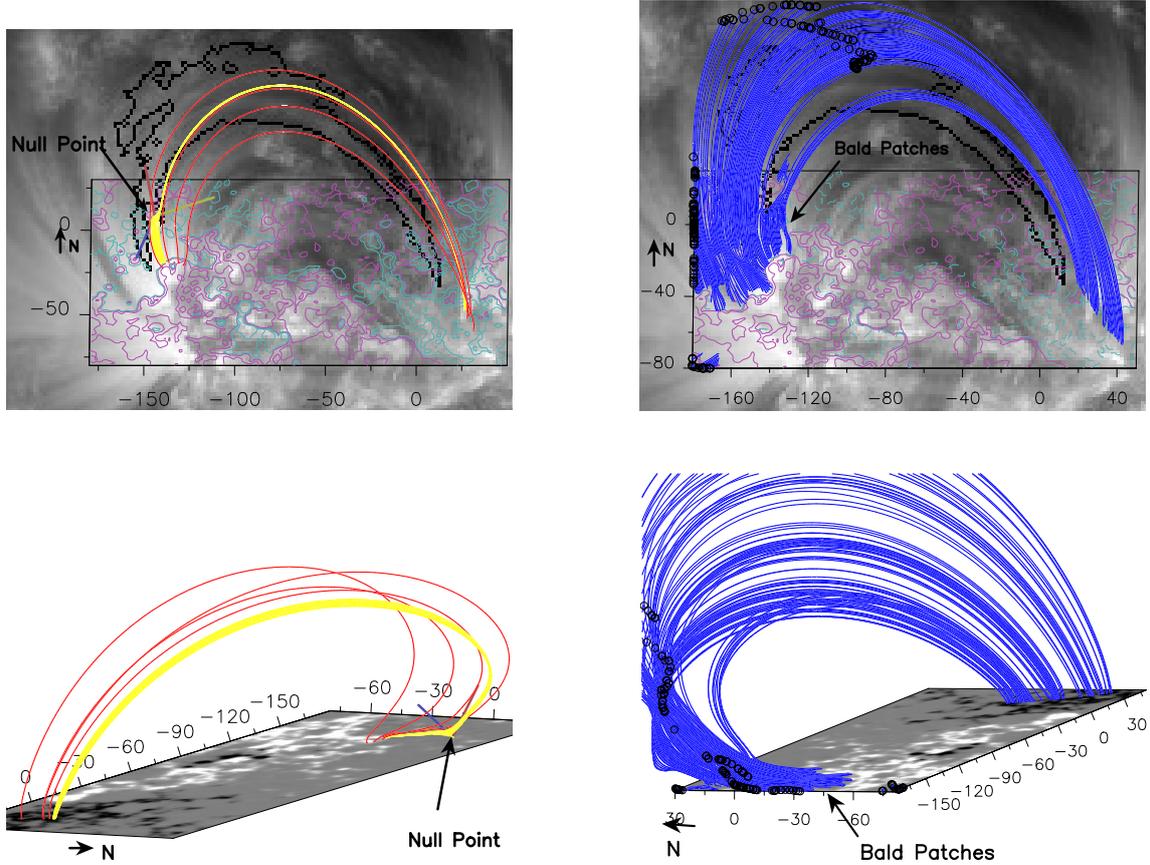


Figure 5. Analysis of the magnetic topology of the region. Top and bottom left: AIA view (top) and side view (bottom) of the low-lying null point. Some magnetic field lines are traced in yellow around the null point, marked by the small coordinate system (red, yellow and blue bars). We add the same red lines as in Figure 1. Top and bottom right: AIA view (top) and side view (bottom) of field lines (in blue) with a bald patch topology on the eastern footpoints region. For the AIA view, the ± 10 G, ± 100 G, and ± 1000 G contours from the HMI magnetogram are displayed in purple for positive values and in cyan for negative ones. The black circles indicate the top of the field lines connecting outside of the box. Black arrows indicate the north direction.

the radius of the loop cross-section reaches a maximum of ~ 0.6 Mm.

3.2.2. Analysis of the loop intensity profiles

In Figure 8, we trace the synthetic intensity loop profiles obtained for the six passbands. On the top panel, the intensity profiles correspond to the ones at $t_1 = 20.7$ hr in the simulation, when the temperature peaks. In the bottom panel, we plot profiles at $t_2 = 26.2$ hr, when the condensations are the strongest for this cycle. The shape of the synthetic intensity along the loop should be examined only in the coronal part of the loop as the 1D code is not supposed to model properly the chromosphere. In addition, Equation 3 is only true in the case of an optically thin plasma, and around the loop footpoints the integration method of Equation 4 is approximate. We thus only consider loop profiles between $s = 50$ Mm and $s = 350$ Mm, i.e. outside the hatched regions. At t_1 , the intensity varies smoothly along the loop in all the channels and

is not more than 10 times larger from one side to another. At t_2 , the intensity values are on average larger in all the bands than at t_1 as the loop is cooling, especially for the bands with a cool temperature response wing : 94 \AA , 131 \AA , 171 \AA , and 193 \AA . The 335 \AA and 211 \AA bands are less sensitive to these temperatures. Because of condensations in the western leg, the differences between the two legs are larger than at t_1 , reaching ~ 100 at 131 \AA and 171 \AA . However as the condensations are aborted, there are no sharp structures seen in the intensity profiles, in contrast to the simulations of Klimchuk et al. (2010). The large variation between the footpoints at t_2 (at 171 \AA), is consistent with the intensity variations visible at 171 \AA (variations with a factor of about 80 for the pulsating loop bundle of Figure 1).

The 131 \AA and 171 \AA intensity variations between t_1 and t_2 at the western footpoint are large. However, we simulate here a single 1D loop. Due to line of sight integration of multiple structures, one can expect lower variations in observa-

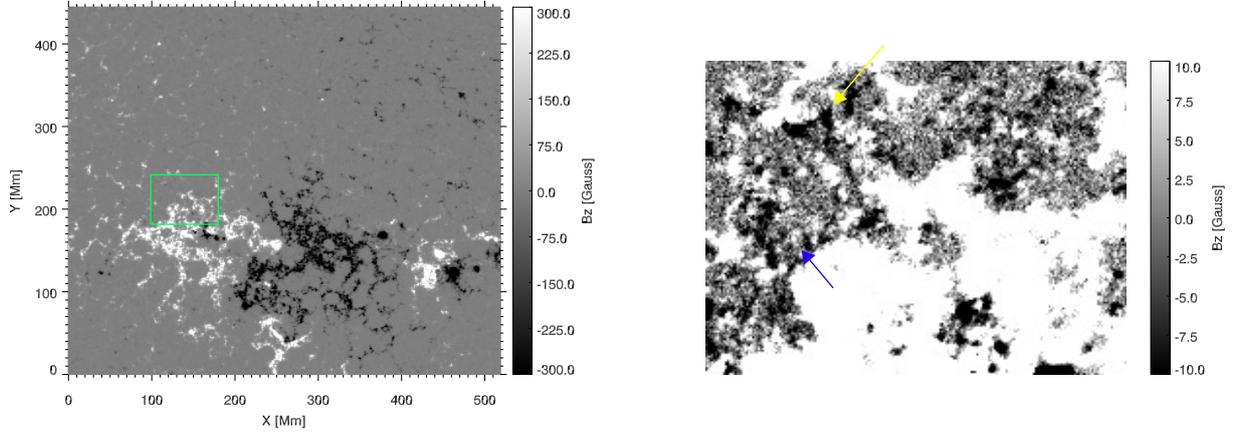


Figure 6. Left: The HMI magnetogram on June 06, 2012 23:12 UT. It covers the field of view used for the extrapolations ($519 \text{ Mm} \times 444 \text{ Mm}$). The green box delimits the area where we zoom (right panel) to focus on topological elements. Right: Zoom on the magnetogram in the area where most of the field lines matching the pulsating loops are rooted. The blue and yellow arrows indicate, respectively, areas corresponding to the bald patches region and to the photospheric null point region. For this zoom, we use the non-binned HMI magnetogram version.

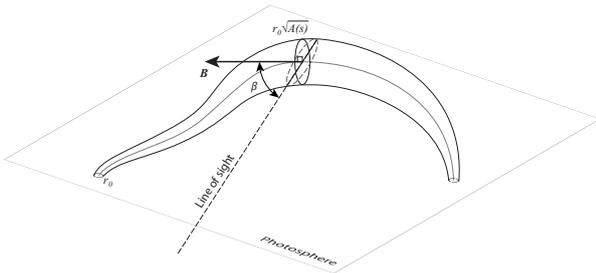


Figure 7. Sketch of the projection of the loop cross-section thickness as seen from AIA along the line of sight corresponding to Figure 1. We use this projection for the calculation of the synthetic intensities (Equation 4). r_0 and $r_0 \sqrt{A(s)}$ are respectively the radius of the loop cross-section at the first footpoint and everywhere along the loop. β is the angle between \vec{B} and the direction of the light of sight (in dashed line outside the loop and in solid line in the loop). The loop cross-section is represented in black solid line at the loop apex, the projected loop cross-section is represented in grey dashed line.

tions. We can conclude that these results are consistent with the conclusions from [Lionello et al. \(2013\)](#) from 3D simulations: a loop experiencing TNE can have properties that match those of observed loops, with here the inherent limitations of 1D simulations (single 1D loop).

3.2.3. Analysis of the time lag signature of cooling

We trace the six time series of the synthetic intensities, averaged around the apex and normalized to their standard deviation (we subtract the mean curve and divide by their standard deviation) in Figure 9. We look at the evolution between 8 hr and 30 hr after the beginning of the simulation,

i.e. approximately two cycles of the simulation. The synthetic intensity peaks first in the hotter channels and then in the cooler channels with the following order: 335 \AA , 211 \AA , 94 \AA (considering the main peak of the response function), 193 \AA , 131 \AA , and 171 \AA . Since 335 \AA peaks first, the plasma does not reach the temperature of the hotter peaks of the 94 \AA and 131 \AA channels.

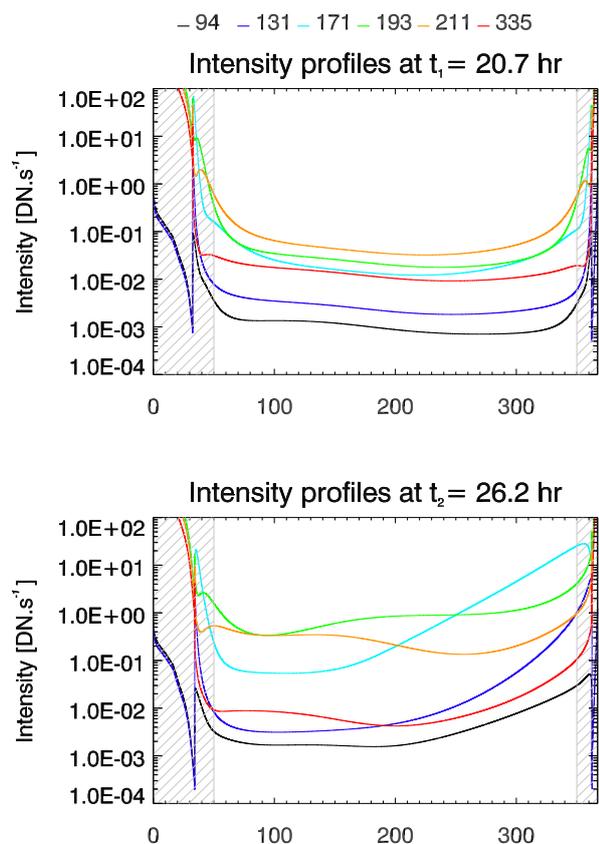
We perform the same time lag analysis as in [Froment et al. \(2015\)](#) with the six light curves of synthetic intensities (from 5 hr after the beginning of the simulation to the end of the simulation), averaged around the loop apex (i.e around $s = 200 \text{ Mm}$). We cross-correlate six pairs of channels, the cross-correlation values for $94\text{-}335$, $335\text{-}211$, $211\text{-}195$, $335\text{-}193$, $335\text{-}171$, and $171\text{-}131$ can be seen in Figure 10. All the peak cross-correlation values are above 0.7, even though the light curves of Figure 9 can *a priori* look dissimilar (e.g., the 335 and 171 channels). The time lag values are given in Table 1.

According to this method, the peaks in the synthetic intensities follow each other in the order: 335 \AA , 94 \AA , 211 \AA , 131 \AA , 171 \AA , and 193 \AA . This is not exactly the same order as the position of the peaks seen in Figure 9. The time lags determined by the cross-correlation are influenced not only by the intensity peaks but by the intensity evolution during the whole cycle. These values thus give a general tendency (we witness the cooling of the loop) but do not necessarily give the exact order of the peaks (see also [Lionello et al. 2016](#)).

The fact that the EUV loops are generally seen in their cooling phase is well-known (e.g. [Warren et al. 2002](#);

Table 1. Comparison of results from the 1D loop simulation with the observations from [Froment et al. \(2015\)](#)

Time lag (from cross correlations, in minutes)	1D hydrodynamic simulation	Observations
Between T_e and n_e	111	119
335-211	109	113
211-193	37	26
Between the AIA channels	127	145
335-193	127	145
94-335	-95	-115
335-171	122	142
171-131	-11	-1

**Figure 8.** Synthetic intensities along the loop for the six channels of AIA. Top: intensity profiles at $t_2 = 26.2$ hr, that corresponds to the cool phase of the cycle chosen. Bottom: intensity profiles at $t_1 = 20.7$ hr, that corresponds to the hot part of the cycle chosen. The parts of the loop profiles under $s = 70$ Mm and above $s = 350$ Mm, i.e. the grey hashed regions, are not considered.

[Winebarger et al. 2003](#); [Winebarger & Warren 2005](#); [Ugarte-Urra et al. 2006, 2009](#); [Mulu-Moore et al. 2011](#); [Viall & Klimchuk 2011](#)). [Viall & Klimchuk \(2012\)](#) and [Viall & Klimchuk \(2013\)](#) argue by means of observations and modeling that the widespread cooling seen in the active regions implies an impulsive character of the heating. However, while our simulation uses a constant heating, we also witness this

cooling behavior. As already underlined by [Lionello et al. \(2013\)](#) and [Lionello et al. \(2016\)](#), simulations of loops with a quasi-constant heating can reproduce the observed time lags.

If the temperature evolution in time was fully symmetric (e.g. cosine-shaped) and the density were constant, we would expect to see two peaks in each intensity passband (for passbands sensitive to these temperatures), one when the temperature increases and passes the peak response of the channel, and another when the temperature decreases and passes again through the peak response. In this case, we would observe no systematic time delay between the channels. However, if the rise of the temperature were faster than the temperature fall and/or if the density were lower during the heating than during the cooling phase, the first peak would disappear and a systematic correlation would result. The time lags observed between the EUV intensities in the corona are then not necessarily due to the impulsive character of the heating. As seen in [Figure 9](#), time lags are observed and the temperature rise is steeper than the fall while variations of the density are delayed compared to the temperature. This explains why the cross correlation picks out on the cooling phase.

In [Figure 11](#), we plot the phase diagram for the loop simulation. We use T_e and n_e averaged around the loop apex, starting 5 hr after the beginning of the simulation. In the background of the cycles, we displayed the map of $G(n_e, T_e) = \frac{1}{4\pi} n_e^2 R_b(n_e, T_e)$, i.e. the volume emissivity of the plasma (without the integration along the line of sight) for the 193 Å passband. In [Figure 9](#) we can see that when the temperature is the highest (above 2.5 MK in absolute value, i.e. $\log T_e = 6.4$), the intensity in the 193 Å passband is nearly flat. Indeed, in [Figure 11](#), the (T_e, n_e) cycle spans an area of low $G(n_e, T_e)$ above $T_e = 2.5$ MK ($\log T_e = 6.4$). We can see that if the cycle were somewhere else in the (T_e, n_e) domain, the intensity cycle response would be quite different. We emphasize that the time lags resulting from intensity variations are sensitive to the combination of T_e and n_e variations and should be interpreted carefully.

3.2.4. Comparison with the thermal properties of the observed pulsating loops

We now compare the properties of the synthetic intensity time series with the ones of the observed loops in [Froment et al. \(2015\)](#).

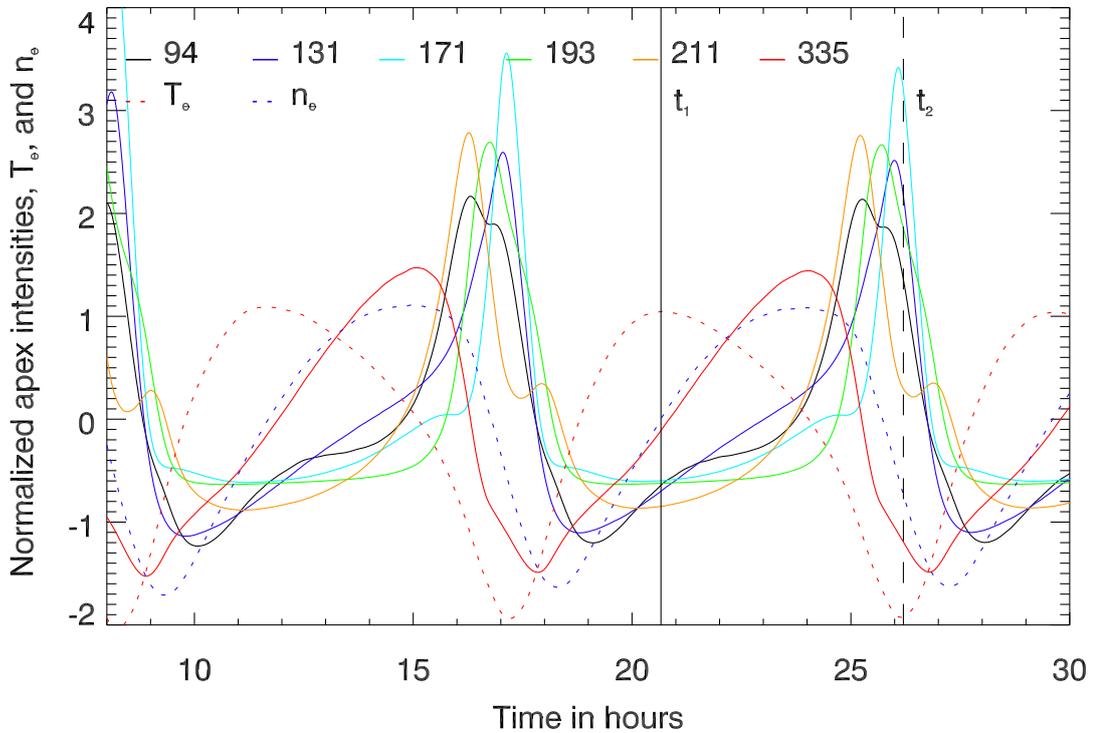


Figure 9. Synthetic intensity time series in the six coronal channels of AIA in the geometry of Figure 1. For each channel, the intensity is averaged around the loop apex, i.e. between the two dotted bars indicated in the loop profiles of Figure 4. We zoom on two cycles present in the simulation, i.e. between 8 hr and 30 hr. In dotted lines, we overplot the evolution of the temperature T_e (in red) and of the density n_e (in blue), averaged around the loop apex. The intensities, T_e and n_e are all normalized to their standard deviation (we subtract the mean curve and divide by their standard deviation). The solid bar and the dashed bar indicate respectively t_1 and t_2 , the instants for which we plot the hot and the cool profiles in Figure 4 and Figure 8.

In Figure 12, we present the evolution of the intensity in the six channels of AIA from observations of event 1 in Froment et al. (2015). These intensities (at a 13-minute cadence) are averaged over a contour close to the loop bundle apex (see Figures 1 and 2 of Froment et al. 2015). They are plotted in the same way as in Figure 9: we zoom on two cycles between 18 hr and 47 hr after the beginning of the sequence. We add also the evolution of the peak temperature and of the total emission measure from the DEM analysis of Froment et al. (2015, see Figure 2).

Comparing Figure 9 and Figure 12, we can see that the long-term behavior (the 9 hr cycles) is very well reproduced by our simulation. However in the simulation, the short-term dynamics is missing. As discussed previously, our simulation has the inherent limitations of 1D simulations: only a single loop is studied, with no background emission. The simulation also assumes a perfectly constant heating, so that it cannot reproduce the small-scale temporal variations.

The behavior of the light curves during the heating phase (i.e. the nearly flat intensity evolution) that is seen in the

simulation is also present in the observations. We can also see that, as in the simulation, the shape of the 335 Å light curve and ones of the other bands are different (see at a time around 40 hr in the observations of Figure 12).

The evolution of the peak temperature of the DEM and of the total emission measure in the observations seem also to be consistent with the behavior seen in our simulation. However, the total emission measure evolution is noisy, probably due to the poor constraint on the DEM slope (see the discussion in Froment et al. 2015).

In Table 1, we present a comparison between the time lags measured for the observed loops (Froment et al. 2015) and for the simulated one. With a same period of intensity pulsations (9 hr), the time lags between the AIA channels for the observed and the simulated loop are quite similar, given the inherent limitations of this type of analysis, as mentioned above for the differences between the cross-correlation method and the manual determination of the time lags between peaks. Moreover, as highlighted in Froment et al. (2015, see Table 1), the effects of the background and

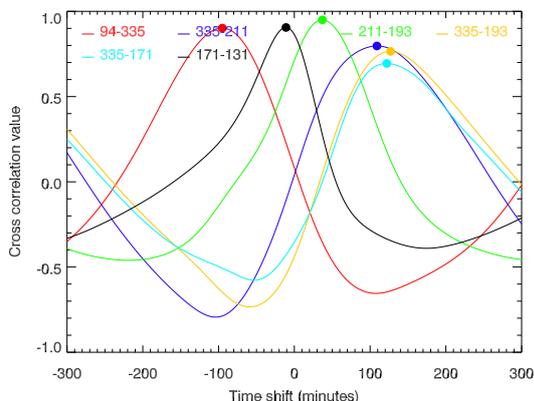


Figure 10. Time lag analysis for the loop simulated in Section 2. The cross-correlation values are given for six pairs of synthetic AIA intensities, averaged over loop apex: 94-335 (red), 335-211 (blue), 211-193 (green), 335-193 (orange), 335-171 (cyan) and 171-131 (black). We explored time shifts from -300 minutes to 300 minutes. The time lag for each pair of channels is indicated by a colored dot.

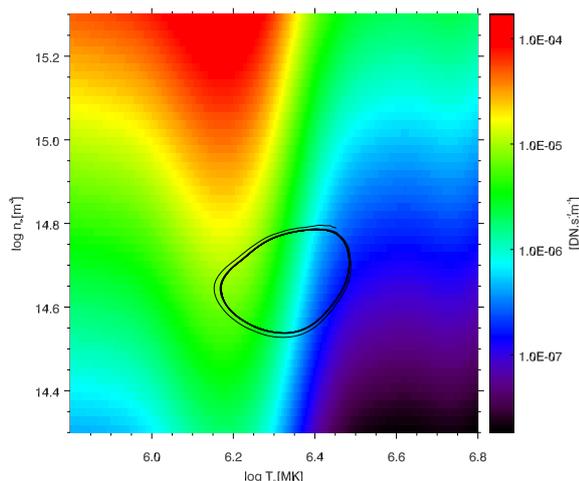


Figure 11. Phase diagram for the loop simulation. The temperature and density cycle (averaged around the apex) is plotted with in background the map of $G(n_e, T_e) = \frac{1}{4\pi} n_e^2 R_b(n_e, T_e)$, i.e. the volume emissivity of the plasma (without the integration along the line of sight) at 193 Å. The cycle is counterclockwise.

foreground emission could change the channel ordering. We also need to bear in mind that we are comparing our observational results with the simulated intensities of a single 1D loop. This is likely to be the biggest source of differences between our observations and simulations.

As already noted in Figure 4 and Figure 9, we find by cross-correlations a time delay between the temperature and the density with a value of 111 minutes. This time delay corresponds to a peak cross-correlation value greater than 0.9. The time delay between the measured DEM peak tempera-

ture and the total emission measure for the observed pulsating loops (Froment et al. 2015) is similar: 119 minutes.

Therefore the thermal properties of the simulated loop, as the intensities evolution, are consistent with those of the observed pulsating loops of Froment et al. (2015).

4. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The common pulsating behavior of EUV coronal loops, as reported by Auchère et al. (2014), brings a new interesting element to the understanding of the heating of these structures. The detailed study of the thermodynamic behavior of three typical events detected in loops shows that these observations are evidence for TNE in warm coronal loops (Froment et al. 2015; Auchère et al. 2016b). These long-period EUV intensity pulsations, just like coronal rain, are due to a TNE state and are thus an observational manifestation of coronal heating mechanisms. Therefore this widespread behavior observed in loops tells us both about the localisation of the heating in loops and about the heating time scale.

Coronal rain was first observed by Kawaguchi (1970) and Leroy (1972). Antiochos & Klimchuk (1991) proposed a model for the formation of prominences with a heating concentrated at low altitudes. In Antiochos et al. (1999), the authors argue for a common formation mechanism for prominences and coronal rain, namely the loss of thermal equilibrium, giving an explanation for the formation of mass condensations in the corona.

TNE is a phenomenon that could be more common in active regions than generally thought. Coronal rain is likely a different manifestation of the same phenomenon studied here, except that the condensations at the apex are stronger in the case of coronal rain. The common points of both observed phenomena should be explored further. Since coronal rain is often observed for durations of less than several hours, it is generally impossible to detect a potential long periodicity. Cases of evaporation and incomplete-condensation cycles, with coronal rain produced simultaneously, should therefore be searched for.

An alternative interpretation to TNE to explain the observations of long-period intensity pulsating loops might be the self-organization of loops to a state of marginal collisionality, as simulated by Imada & Zweibel (2012). In this paper, the authors simulated coronal loops (~ 50 Mm long) with a 1D hydrodynamic code, testing the model proposed by Uzdensky (2007) and Cassak et al. (2008). They assumed that the loops are heated by magnetic reconnections with a density-dependent heating rate. The plasma is self-regulated, with footpoint evaporations and downflow evacuations. This behavior causes pulsations in the temperature and density of the loops with periods of several tens of minutes. These periods are smaller than the ones that we observed but the simulated loops are shorter too. However, even if the plasma behavior has several similarities with the one we observed in Froment et al. (2015), the temperature and density evolutions are anti-

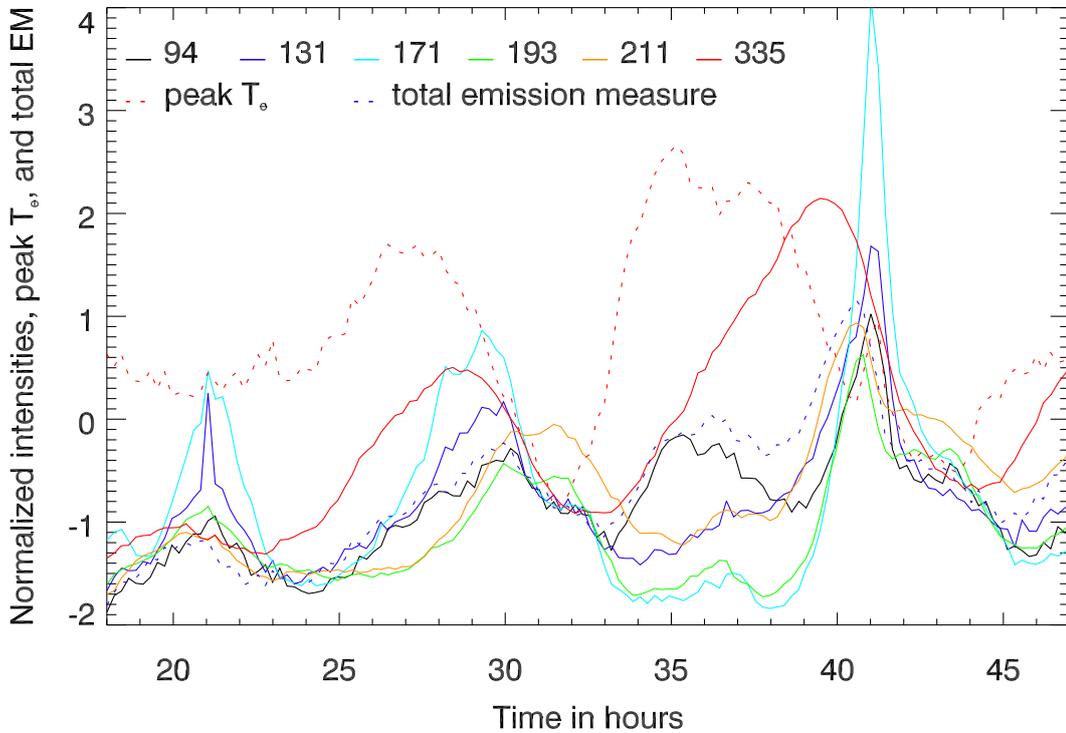


Figure 12. Observed intensity time series (13 minutes of cadence) in the six coronal channels of AIA (adapted from Figure 2 of [Froment et al. 2015](#)). For each channel, the intensity is averaged over a contour close to the loop bundle apex (see Figure 1 of [Froment et al. 2015](#)). We zoom on two cycles between 18 hr and 47 hr after the beginning of the sequence. In dotted lines, we overplot the evolution of the peak temperature (in red) and of the total emission measure (in blue), averaged over the same contour. The intensities and DEM parameters are all normalized to their standard deviation (we subtract the mean curve and divide by their standard deviation).

correlated, which is not what we observe.

In [Froment et al. \(2015\)](#), the physical behavior of long-period EUV intensity loop events was examined. We concluded that these show evidence for cycles of evaporation and incomplete condensation and thus for TNE.

In this paper, we use an 1D hydrodynamic simulation with a realistic loop geometry from LFFF extrapolations. We choose an highly-stratified and asymmetric heating function to reproduce the period of pulsation and the temperature deduced from the observations. With this 1D hydrodynamic description we are able to reproduce the long-term variations of our observations for NOAA AR 11499 ([Froment et al. 2015](#)), i.e., the intensity pulsations in the six coronal channels of AIA (with 9 hr of period) with realistic time lags between the channels around the loop apex. This supports an explanation of long-period intensity pulsations in terms of TNE.

[Viall & Klimchuk 2011](#); [Viall & Klimchuk 2012](#); [Viall & Klimchuk 2013](#) argue that the time lags, and thus the cooling observed in active regions, are consistent with nanoflares

storms models. In our case, we use a constant heating, mainly localized at low altitude, but we witness the same cooling behavior. This was also highlighted in 3D simulations with a quasi-constant and highly stratified heating in [Lionello et al. \(2013\)](#) and [Lionello et al. \(2016\)](#). The observed cooling alone is thus not sufficient to discriminate between the heating mechanisms.

We can only reproduce the cycles of evaporation and incomplete condensation with a highly-stratified asymmetric heating profile. In fact we found a low-lying null point and many bald patches around the eastern loop footpoint. This topology, which is not seen around the western footpoint, represents a potential site of preferential reconnection at one footpoint, leading to asymmetric heating, which is a key ingredient to reproduce our observations. The sensitivity of the production of such cycles to both loop geometry and heating geometry will be examined in a future paper.

In conclusions, our simulation further strengthens the interpretation of the observed pulsations in terms of TNE, as proposed by [Froment et al. \(2015\)](#).

This work is an outgrowth of the work presented during the VII Coronal Loop Workshop and at Hinode 9. The authors acknowledge useful comments from attendees of these conferences. The authors would like to thank Jim Klimchuk for fruitful discussions on thermal nonequilibrium and long-

period pulsations in loops. The SDO/AIA and SDO/HMI data are available by courtesy of NASA/SDO and the AIA and HMI science teams. This work used data provided by the MEDOC data and operations centre (CNES / CNRS / Univ. Paris-Sud), <http://medoc.ias.u-psud.fr/>. Zoran Mikić was supported by NASA and NSF.

REFERENCES

- Alissandrakis, C. E. 1981, *Astronomy and Astrophysics*, 100, 197
- Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 1991, *The Astrophysical Journal*, 378, 372
- Antiochos, S. K., MacNeice, P. J., & Spicer, D. S. 2000, *The Astrophysical Journal*, 536, 494
- Antiochos, S. K., MacNeice, P. J., Spicer, D. S., & Klimchuk, J. A. 1999, *The Astrophysical Journal*, 512, 985
- Antolin, P., Shibata, K., & Vissers, G. 2010, *The Astrophysical Journal*, 716, 154
- Antolin, P., Vissers, G., Pereira, T. M. D., Voort, L. R. v. d., & Scullion, E. 2015, *The Astrophysical Journal*, 806, 81
- Antolin, P., Vissers, G., & Rouppe van der Voort, L. 2012, *Solar Physics*, 280, 457
- Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014, *A&A*, 563, A8
- Auchère, F., Froment, C., Bocchialini, K., et al. 2016a, accepted for publication in *The Astrophysical Journal*
- . 2016b, submitted in *The Astrophysical Journal*
- Billinghurst, M. N., Craig, I. J. D., & Sneyd, A. D. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 279, 589
- Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., et al. 2012, *SoPh*, 275, 41
- Cassak, P. A., Mullan, D. J., & Shay, M. A. 2008, *The Astrophysical Journal Letters*, 676, L69
- De Groof, A., Berghmans, D., van Driel-Gesztelyi, L., & Poedts, S. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 415, 1141
- Del Zanna, G., Dere, K. P., Young, P. R., Landi, E., & Mason, H. E. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 582, A56
- Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., et al. 1995, *SoPh*, 162, 291
- Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 125, doi:10.1051/aas:1997368
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *SoPh*, 162, 1
- Fang, X., Xia, C., & Keppens, R. 2013, *The Astrophysical Journal Letters*, 771, L29
- Feldman, U. 1992, *Physica Scripta*, 46, 202
- Feldman, U., Mandelbaum, P., Seely, J. F., Doschek, G. A., & Gursky, H. 1992, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 81, 387
- Froment, C., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 807, 158
- Grevesse, N., & Sauval, A. J. 1998, *Space Science Reviews*, 85, 161
- Guennou, C., Auchère, F., Klimchuk, J. A., Bocchialini, K., & Parenti, S. 2013, *ApJ*, 774, 31
- Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012a, *ApJS*, 203, 25
- . 2012b, *ApJS*, 203, 26
- Imada, S., & Zweibel, E. G. 2012, *The Astrophysical Journal*, 755, 93
- Karpen, J. T., & Antiochos, S. K. 2008, *The Astrophysical Journal*, 676, 658
- Karpen, J. T., Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 2006, *The Astrophysical Journal*, 637, 531
- Kawaguchi, I. 1970, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 22, 405
- Klimchuk, J. A., Karpen, J. T., & Antiochos, S. K. 2010, *ApJ*, 714, 1239
- Landi, E., Feldman, U., & Dere, K. P. 2002, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 139, 281
- Landi, E., Young, P. R., Dere, K. P., Zanna, G. D., & Mason, H. E. 2013, *The Astrophysical Journal*, 763, 86
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *SoPh*, 275, 17
- Leroy, J.-L. 1972, *Solar Physics*, 25, 413
- Lionello, R., Alexander, C. E., Winebarger, A. R., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2016, *The Astrophysical Journal*, 818, 129
- Lionello, R., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2009, *The Astrophysical Journal*, 690, 902
- Lionello, R., Winebarger, A. R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2013, *ApJ*, 773, 134
- Mendoza-Briceño, C. A., Sigalotti, L. D. G., & Erdélyi, R. 2005, *The Astrophysical Journal*, 624, 1080
- 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, *The Astrophysical Journal*, 817, 15
- Mok, Y., Mikić, Z., Lionello, R., & Linker, J. A. 2008, *The Astrophysical Journal Letters*, 679, L161
- Müller, D. A. N., De Groof, A., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 436, 1067
- Müller, D. A. N., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 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, *The Astrophysical Journal*, 733, 59
- Nakagawa, Y., & Raadu, M. A. 1972, *Solar Physics*, 25, 127
- Pariat, E., Masson, S., & Aulanier, G. 2009, *The Astrophysical Journal*, 701, 1911
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *SoPh*, 275, 3
- Rosner, R., Tucker, W. H., & Vaiana, G. S. 1978, *The Astrophysical Journal*, 220, 643
- Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., et al. 2012, *Solar Physics*, 275, 207
- Schrijver, C. J. 2001, *Solar Physics*, 198, 325
- Susino, R., Lanzafame, A. C., Lanza, A. F., & Spadaro, D. 2010, *The Astrophysical Journal*, 709, 499
- Ugarte-Urra, I., Warren, H. P., & Brooks, D. H. 2009, *The Astrophysical Journal*, 695, 642
- Ugarte-Urra, I., Winebarger, A. R., & Warren, H. P. 2006, *The Astrophysical Journal*, 643, 1245
- Uzdensky, D. A. 2007, *The Astrophysical Journal*, 671, 2139
- Vashalomidze, Z., Kukhianidze, V., Zaqarashvili, T. V., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 577, A136
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2011, *The Astrophysical Journal*, 738, 24
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2012, *ApJ*, 753, 35
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2013, *The Astrophysical Journal*, 771, 115
- Warren, H. P., Winebarger, A. R., & Hamilton, P. S. 2002, *The Astrophysical Journal Letters*, 579, L41
- Winebarger, A. R., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2014, *The Astrophysical Journal*, 795, 138
- Winebarger, A. R., & Warren, H. P. 2005, *ApJ*, 626, 543
- Winebarger, A. R., Warren, H. P., & Seaton, D. B. 2003, *The Astrophysical Journal*, 593, 1164
- Zhao, J., Gilchrist, S. A., Aulanier, G., et al. 2016, *ArXiv e-prints*, 1603, arXiv:1603.07563

4.2.4 Discussion sur les limitations de l'étude des décalages temporels entre les bandes EUV

Comme nous l'avons vu avec l'analyse des décalages temporels entre les bandes spectrales d'AIA, ce type d'analyse ne permet pas de conclure si facilement sur la nature du chauffage dans les boucles :

- La présence d'un refroidissement généralisé, indiqué par des décalages temporels entre les bandes des imageurs EUV (des bandes les plus chaudes vers les plus froides, voir Section 3.1.2.1), amène certains auteurs (e.g., [Viall & Klimchuk 2012](#)) à conclure qu'il s'agit d'une signature d'un chauffage impulsif généralisé (nanoflares basse fréquence). Cependant et comme nous le montrons dans [Froment et al. \(2016a, Article \(A.1.4\), Section 4.2.3\)](#), une variation asymétrique de la température combinée à un décalage avec la densité peut suffire à expliquer pourquoi les maxima des valeurs de corrélations croisées se calent sur la phase de refroidissement des boucles.
- Les maxima des valeurs de corrélations croisées ne donnent pas forcément les mêmes décalages que la position des maxima d'émission, on peut conclure à un autre ordre des bandes en regardant les séries temporelles ([Lionello et al. 2016](#)) et [Froment et al. \(2016a, Article \(A.1.4\), Section 4.2.3\)](#).
- Il n'y a pas que l'ordre des bandes qui est important (on voit du refroidissement), mais aussi les valeurs des décalages temporels (très longs ou pas). Un effort particulier est en ce moment mis en oeuvre pour expliquer, par la simulation numérique, les décalages temporels très longs ([Lionello et al. \(2016\)](#) et Winebarger in prep).
- Il faudrait pouvoir déterminer si le refroidissement généralisé est compatible avec tous les modèles de chauffage ou non. Peut-il permettre de discriminer les modèles de chauffage ?

4.3 Sensibilité du TNE aux paramètres de la géométrie des boucles et du chauffage

Comme je l’ai déjà souligné, dans les régions actives où l’on détecte des pulsations d’intensité de longue période, ces pulsations n’interviennent en général que dans un seul faisceau de boucle (voir en particulier les régions étudiées dans [Froment et al. 2015](#), Article (A.1.1), Section 3.2.3). On peut supposer que peut-être plus de boucles encore entre des cycles d’évaporation et de condensation du plasma mais que le signal périodique des intensités est caché par les émissions des avant-plans et des arrière-plans de ces boucles. Cela peut aussi suggérer que les boucles qui présentent des pulsations d’intensité de longue période ont des propriétés particulières, de géométrie et/ou de chauffage qui favorisent cette absence d’équilibre thermique.

Les résultats de simulations hydrodynamiques 1D de boucles proposés par [Mikić et al. \(2013\)](#), indiquent que la géométrie des boucles et celle du chauffage jouent un rôle important pour le comportement thermique des boucles même si les auteurs n’explorent pas strictement l’importance de chaque paramètre (voir Section 4.2.1).

Dans la Section 4.1, j’ai tenté de déterminer s’il y avait un comportement géométrique commun aux boucles qui rentrent dans des cycles typiques du TNE. Sur les trois cas étudiés, aucun des critères géométriques testés ne semble distinguer les boucles qui présentent des pulsations des autres boucles. La géométrie seule ne peut donc pas expliquer qu’un faisceau de boucles en particulier soit plus susceptible de favoriser un état de non-équilibre thermique pour les boucles.

Quelles sont les conditions spécifiques qui font que certaines boucles ne présentent pas d’équilibre thermique et d’autres oui ? Quelles sont les influences de la géométrie du chauffage et de la boucle dans la production de TNE ? Dans cette section je présente les résultats d’une étude de l’espace des paramètres des simulations hydrodynamiques 1D avec les géométries de boucles déterminées à partir des extrapolations LFFF et des fonctions de chauffage de même type que celle utilisée dans la Section 4.2.3. Ces résultats, préliminaires ici, seront publiés dans [Froment et al. \(2016b, Article \(A.1.5\)\)](#) qui est en préparation.

4.3.1 Balayage de l’espace des paramètres des simulations

4.3.1.1 Paramètres explorés

J’ai utilisé le code hydrodynamique 1D décrit dans la Section 4.2.1. Pour une géométrie de boucle donnée (extraite des extrapolations LFFF), j’ai testé plusieurs géométries et intensités du chauffage, en modifiant les paramètres de la fonction $H(s)$: H_0 , H_1 , λ_1 et λ_2 (voir équation 4.14). Afin de limiter la dimension des résultats, j’ai choisi de fixer la valeur de H_0 (valeur du chauffage volumique au sommet de la boucle). Après plusieurs tests j’ai pu vérifier que pour chaque valeur de H_0 , les comportements liés aux variations de H_1 , λ_1 et λ_2 restaient semblables.

Pour fixer H_0 pour chaque géométrie de boucle utilisée, j’ai modélisé une boucle avec $H(s) = H_0$ (chauffage uniforme sur la boucle en prenant $H_1 = 0$) en faisant varier H_0 entre $1 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-3}$ et $1 \times 10^{-4} \text{ W m}^{-3}$. La valeur de H_0 choisie correspond à une température T_e du sommet de la boucle en équilibre statique à environ 1 MK.

Les paramètres à explorer dans les simulations sont alors :

- H_1 qui est le chauffage volumique imposé aux pieds de la boucle. Dans la chromosphère on a : $H_0 + 2H_1$. J'ai choisi de faire varier H_1 par multiples de H_0 , par exemple : $20H_0, 40H_0, \dots, 640H_0, 1280H_0$, etc. On multiplie à chaque fois la valeur de H_1 par 2, pour pouvoir comparer facilement les simulations entre elles.
- λ_1 et λ_2 , les hauteurs d'échelle associées (Mm) qui définissent le degré de stratification du chauffage. Pour faciliter la lecture des résultats, j'ai choisi de faire varier ces longueurs en pourcentage de la longueur totale de la boucle : L . Ces hauteurs d'échelles ne sont donc pas les mêmes (valeurs en Mm) pour chaque géométrie de boucle utilisée.

Pour chaque simulation de boucle, la valeur totale de la puissance du chauffage, intégrée le long de la boucle de longueur L , sera donc différente et s'écrit :

$$H_{tot} = \int_0^L H(s) ds \quad [\text{W m}^{-2}], \quad (4.15)$$

$$= H_0 L + H_1 \left[2\Delta + \lambda_1 \left(1 - e^{-\left(\frac{L-\Delta}{\lambda_1}\right)} \right) + \lambda_2 \left(1 - e^{-\left(\frac{L-\Delta}{\lambda_2}\right)} \right) \right]. \quad (4.16)$$

Rappelons que Δ est l'épaisseur de la chromosphère, choisie égale à 5 Mm (voir Section 4.2.1).

D'autre part, on peut calculer la puissance du chauffage pour chaque portion de la boucle, c'est-à-dire intégrée dans chaque "jambe" de la boucle :

$$H_{tot1} = \int_0^{s_{apex}} H(s) ds, \quad (4.17)$$

$$\text{et } H_{tot2} = \int_{s_{apex}}^L H(s) ds, \quad (4.18)$$

avec s_{apex} la position du sommet, exprimée en mètres, le long de la boucle.

On a donc respectivement dans chaque portion de la boucle :

$$H_{tot1} = H_0 s_{apex} + H_1 \Delta + H_1 \left[\lambda_1 \left(1 - e^{-\left(\frac{s_{apex}-\Delta}{\lambda_1}\right)} \right) + \lambda_2 \left(e^{-\left(\frac{L-s_{apex}}{\lambda_2}\right)} - e^{-\left(\frac{L-\Delta}{\lambda_2}\right)} \right) \right], \quad (4.19)$$

et

$$H_{tot2} = H_0 (L - s_{apex}) + H_1 \Delta + H_1 \left[\lambda_1 \left(e^{-\left(\frac{s_{apex}-\Delta}{\lambda_1}\right)} - e^{-\left(\frac{L-\Delta}{\lambda_1}\right)} \right) + \lambda_2 \left(1 - e^{-\left(\frac{L-s_{apex}}{\lambda_2}\right)} \right) \right]. \quad (4.20)$$

Les valeurs H_{tot1} et H_{tot2} , intégrés le long de chaque portion de la boucle, renseignent sur l'asymétrie du chauffage. Plus les longueurs λ_1 et λ_2 sont grandes et plus H_{tot1} et respectivement H_{tot2} seront grandes. La puissance du chauffage dans une "jambe" de la boucle sera d'autant plus grande que la longueur de dépôt sera grande.

Le choix de paramétrage de $H(s)$ impose un chauffage égal aux deux pieds (même si le chauffage total dans chaque jambe est différent). J'ai aussi testé des fonctions de

chauffage du même type que celle de l'équation 4.14, en ajoutant des coefficients devant les exponentielles. Cela imposait un chauffage différent à chaque pied dans la chromosphère (dans les équations 4.19 et 4.20, le chauffage volumique est de H_1 pour chaque pied). Je ne présente pas ces résultats ici car cette asymétrie supplémentaire dans la fonction de chauffage n'apportait pas plus d'informations sur le comportement des boucles dans les simulations que ce que je présente dans la suite de cette section. L'asymétrie qui est déjà induite par λ_1 et λ_2 suffit à comprendre comment la distribution du chauffage dans chaque demi-boucle influe sur son comportement.

4.3.1.2 Mise en place technique

De manière pratique, explorer n valeurs de chacun des trois paramètres H_1 , λ_1 et λ_2 implique d'exécuter n^3 simulations de boucles³. J'ai pour cela utilisé un cluster de calcul, ce qui m'a permis de lancer 32 simulations en parallèle, c'est-à-dire une par processeur. J'ai mis en place cette parallélisation très simple du code de simulation 1D en générant n^3 profils de chauffage $H(s)$ pour chaque géométrie de boucle utilisée et en implémentant l'exécution de 32 simulations en simultané.

Pour la simulation présentée dans l'article Froment et al. (2016a, Article (A.1.4), Section 4.2.3) j'ai utilisé 100 000 points de maille pour avoir une résolution suffisante dans les zones de fort gradient, c'est-à-dire dans la région de transition. Pour cette simulation, le temps de calcul a été d'environ 180 heures (sur un processeur cadencé à 2.2 GHz). Ce qui fait que, même en parallélisant les simulations (entre 400 et 675 selon la géométrie de boucle choisie en entrée, voir Section 4.3.1.4) sur 32 processeurs, le temps de calcul total restera très important.

Afin de rendre l'exploration des paramètres du chauffage $H(s)$ plus rapide, j'ai utilisé une astuce qui est disponible dans le code de simulation hydrodynamique 1D et qui permet de réduire le nombre de point de maille nécessaire en atténuant artificiellement les gradients présents dans la région de transition. Pour cela il faut modifier la conductivité thermique et les pertes radiatives en dessous d'un seuil en température, comme décrit ci-dessous. Le temps de calcul pour une simulation est alors divisé par ~ 100 par rapport au cas de l'article Froment et al. (2016a, Article (A.1.4), Section 4.2.3).

La conductivité thermique $k_{\parallel}(T)$, dans le cas des valeurs classiques de Spitzer (utilisées pour la simulation de la Section 4.2.3), est faible à basse température, ce qui produit des gradients importants dans la région de transition (voir équation 4.22). Ces gradients nécessitent une taille de maille très petite pour pouvoir résoudre la région de transition dans les simulations, ce qui augmente considérablement les temps de calcul. L'astuce présente dans le code de simulation que j'ai utilisé permet de modifier $k_{\parallel}(T)$ en dessous d'une température de coupure T_c . En dessous de cette température, $k_{\parallel}(T)$ devient constante avec une valeur supérieure à ce qui est prévu par la version classique de Spitzer. La région de transition s'en trouve donc élargie, les gradients de température et densité sont donc moins forts. Un exemple de l'effet de cette astuce est présenté dans la Figure 4.16. Si l'effet de cette modification est évidente sur le comportement de la boucle à basse température,

3. Pour les simulations présentées dans la Section 4.3.1.4, je n'ai en fait jamais choisi le même nombre de valeurs explorées pour chaque paramètres. Cela dépend de la géométrie de boucle et de l'étendu de l'espace des paramètres que l'on veut regarder.

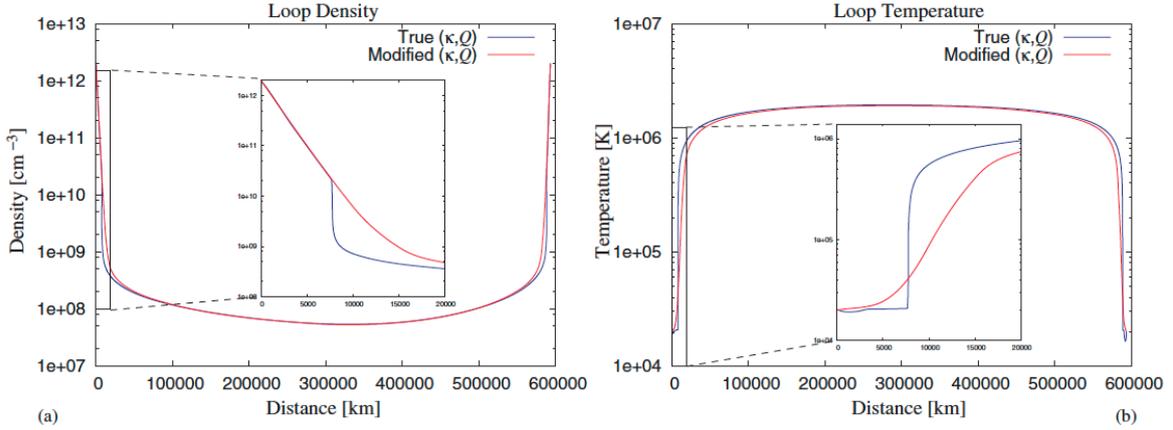


FIGURE 4.16: Effet de la modification de la conductivité thermique classique de Spitzer sur la région de transition, d’après [Lionello et al. \(2009\)](#). La densité (a) et la température (b) de la boucle sont présentées avec les valeurs de conductivité classique en bleu et les valeurs de conductivité modifiée en rouge, ce qui a pour effet d’élargir la région de transition et donc d’adoucir les gradients. Ici $k_{\parallel}(T)$ est modifiée en dessous de $T_c = 500\,000$ K.

l’effet est relativement faible sur le comportement coronal de la boucle ([Mikić et al. 2013](#), voir Annexe). En effet, alors que $k_{\parallel}(T)$ est augmentée dans la région de transition, les pertes radiatives $Q(T)$ sont, elles, diminuées et ce pour préserver le produit $k_{\parallel}(T)Q(T)$ ([Lionello et al. 2009](#)).

En équilibrant le terme de conduction avec les pertes radiatives de l’équation 4.12 et en faisant une analyse dimensionnelle de ces termes on obtient (voir équation 10 de [Lionello et al. 2009](#)) :

$$n_e^2 Q(T) \sim k_{\parallel}(T) \times T/L^2, \quad (4.21)$$

avec L la longueur le long de la boucle qui caractérise la région de transition et qui peut donc s’écrire :

$$L \sim \left(\frac{k_{\parallel}(T) \times T}{n_e^2 Q(T)} \right)^{1/2}. \quad (4.22)$$

Plus T_c est choisi grand et plus les gradients dans la région de transition seront adoucis. Avec T_c grand, la résolution pour le calcul n’aura donc pas besoin d’être très fine dans cette région. Comme indiqué précédemment, cela ne change pas les solutions coronales et j’ai vérifié sur quelques simulations que cela n’impacte pas la présence de cycles d’évaporation/condensation du plasma et leur nature complète ou incomplète (voir Figure 4.23). Cependant les solutions dans la chromosphère et la région de transition, c’est-à-dire dans la zone impactée (où $T < T_c$) par la modification de $k_{\parallel}(T)$ et de $Q(T)$, ne pourront pas être analysées de façon détaillée.

J’ai utilisé ici cette astuce avec $T_c = 250\,000$ MK pour 10 000 points de maille. Avec la parallélisation et l’astuce pour réduire artificiellement les gradients dans la région de transition, 300 simulations avec 10 000 points de maille et 72 heures vraies d’évolution de la boucle prennent environ 20 heures de temps CPU.

4.3.1.3 Géométries de boucle utilisées

Comme pour l'étude présentée dans la Section 4.2, je me focalise ici uniquement sur le cas 1 de Froment et al. (2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3) en utilisant les géométries de boucle données par l'extrapolation LFFF. Pour cette étude j'ai utilisé trois géométries de boucles différentes :

- la **boucle a**, de longueur $L = 367$ Mm, est la même que celle présentée dans l'article Froment et al. (2016a, Article (A.1.4), Section 4.2.3). Cette ligne de champ est dans la population des boucles pulsantes.
- la **boucle b**, une boucle de géométrie demi-circulaire avec une longueur et une expansion de la section transversale identiques à celles de la boucle a. On modélise le champ magnétique $B(s)$ le long de la boucle par :

$$B(s) = B_0 + B_1(e^{-s/l} + e^{-(L-s)/l}), \quad (4.23)$$

avec $B_0 = 1$ G, $B_1 = 10$ G et $l = 14$ Mm (voir équation 4 dans Mikić et al. 2013). L'expansion de la boucle $A(s)$ atteint une valeur de 11 au sommet de la boucle (à une altitude de 58 Mm).

- la **boucle c**, avec la géométrie d'une ligne de champ ($L = 139$ Mm) qui correspond à une boucle du champ de vue ne présentant pas de pulsations EUV de longue période. Le sommet de cette boucle se trouve à 42 Mm d'altitude à $s = 77$ Mm, c'est-à-dire $s = 0.55L$. L'expansion est assez forte avec une valeur maximale de $A(s)$ de 82 à $s = 92$ Mm, c'est-à-dire après le sommet de la boucle. Le champ magnétique est semblable aux deux pieds avec respectivement 1100 G et 1200 G. Cette boucle se situe dans la petite région active à l'Ouest de celle dans laquelle j'ai trouvé des pulsations d'intensité dans les données AIA.

Les profils géométriques de ces trois boucles sont présentés dans la Figure 4.17. Les boucles a et c qui proviennent des extrapolations LFFF sont localisées dans le champ de vue du cas 1 dans la Figure 4.18. De la même manière que dans l'article Froment et al. (2016a, Article (A.1.4), Section 4.2.3), $s = 0$ correspond au pied situé à l'Est pour chaque ligne de champ.

4.3.1.4 Espace des paramètres du chauffage exploré

Boucle a

Pour toutes les simulations de la boucle a, j'ai fixé la valeur de H_0 à $1 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-3}$. H_1 prend trois valeurs : $320H_0$, $640H_0$ et $1280H_0$. Les valeurs de λ_1 vont de 6% à 19% de L (c'est-à-dire 14 valeurs entre 22.0 Mm et 69.7 Mm) et de λ_2 vont de 2% à 15% de L (c'est-à-dire 14 valeurs entre 7.3 Mm et 55.0 Mm). Cela fait 588 simulations au total avec la géométrie de la boucle a.

Dans les Figures 4.19, 4.20 et 4.21, je montre l'évolution de la température T_e dans les boucles simulées, pour respectivement chaque valeur de H_1 choisie. Pour chaque groupe de simulations, associé à une valeur de H_1 , il y a 196 boucles simulées (196 fonctions de chauffage avec des géométries différentes, déterminées par les valeurs de λ_1 et λ_2).

J'ai choisi de ne montrer ici que la température même si les cycles sont aussi visibles dans la densité (voir Figure 4 de Froment et al. 2016a, Article (A.1.4), Section 4.2.3).

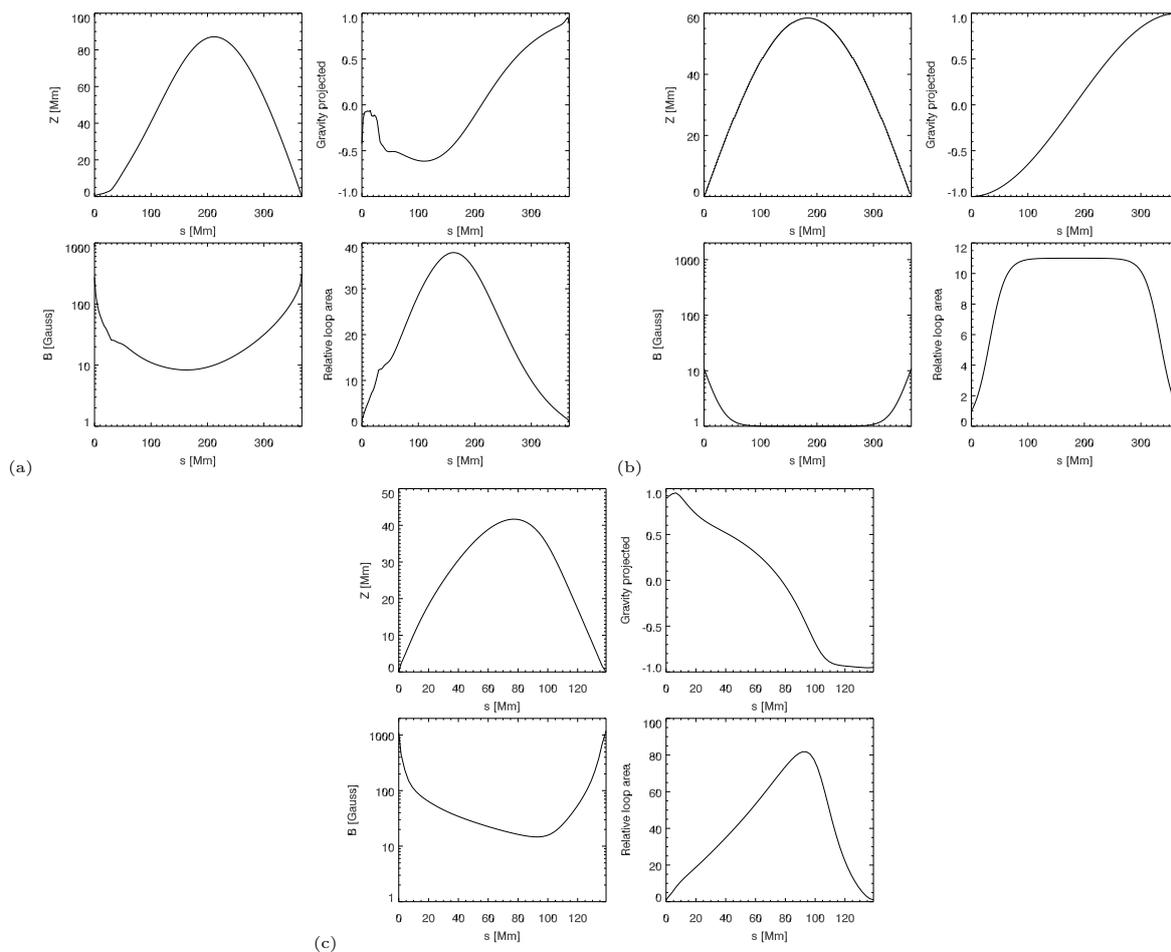


FIGURE 4.17: Géométries des boucles utilisées en entrée des simulations hydrodynamiques 1D, pour respectivement les boucles a, b et c. **Pour chaque boucle : En haut à gauche : Profil de la boucle (altitudes en Mm). En haut à droite : Gravité projetée le long de la boucle. En bas à gauche : Norme du champ magnétique $B(s)$ en Gauss. En bas à droite : Expansion de la boucle donnée par l'évolution de la surface de la section transverse de la boucle $A(s)$, normalisée au 1^{er} pied.**

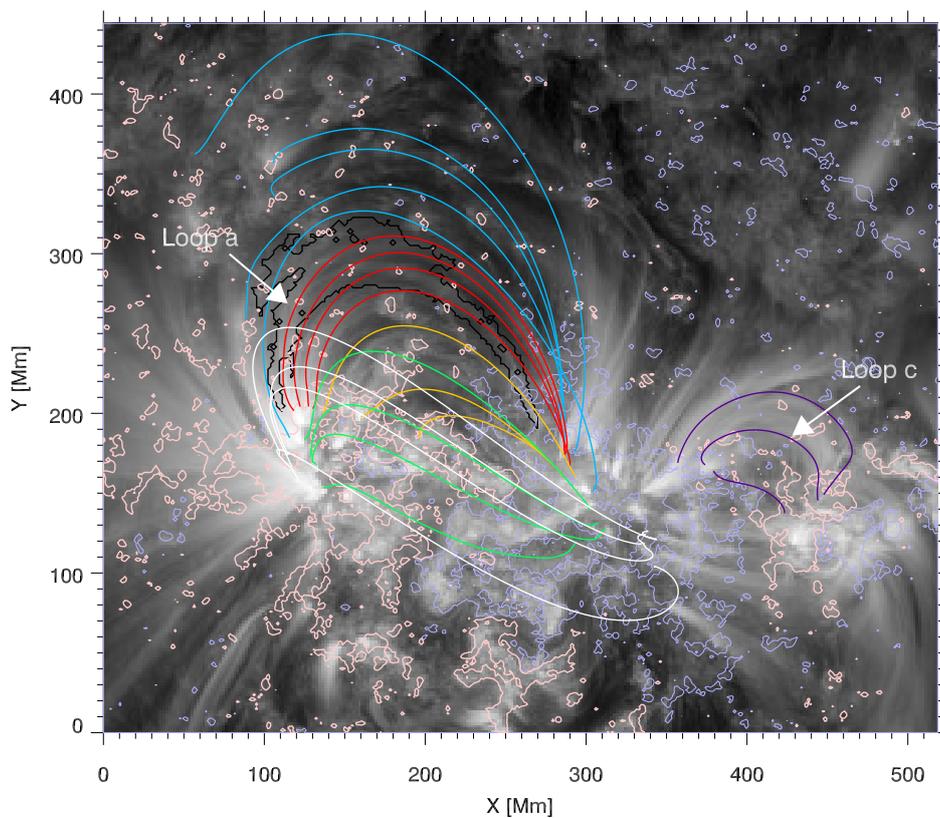


FIGURE 4.18: Lignes de champ extrapolées (modèle LFFF). Idem que pour la Figure 1 de l'article *Froment et al. (2016a, Article (A.1.4), Section 4.2.3)*. Les flèches blanches indiquent les lignes de champ utilisées pour la géométrie de la boucle a et de la boucle c.

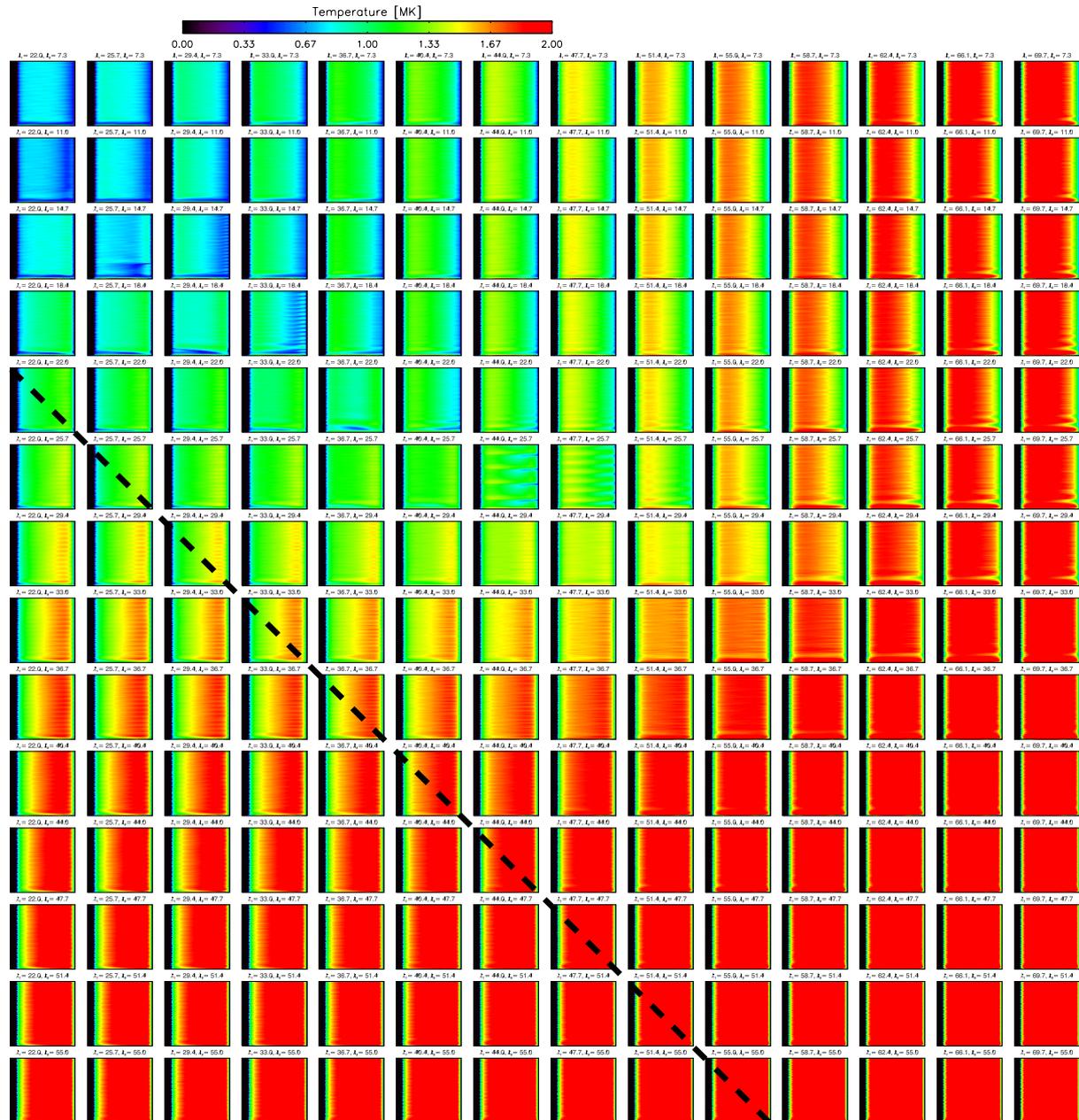


FIGURE 4.19: Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle a (avec $H_1 = 3.2 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$). Évolution de la température de 196 boucles simulées (sur 72 heures d'évolution) avec le code hydrodynamique 1D présenté dans la Section 4.2.1. Pour chaque fonction de chauffage (voir équation 4.14), on a $H_0 = 1 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-3}$ et $H_1 = 3.2 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$. Les valeurs de λ_1 et de λ_2 (longueur d'échelle pour chaque demi-boucle) varient respectivement en colonnes (de 6% à 19% de L) et en lignes (de 2% à 15% de L). Elles sont affichées en Mm au dessus de chaque boucle simulées. La ligne en pointillés noirs épais indique les simulations avec $\lambda_1 = \lambda_2$, i.e. les fonctions de chauffage symétriques.

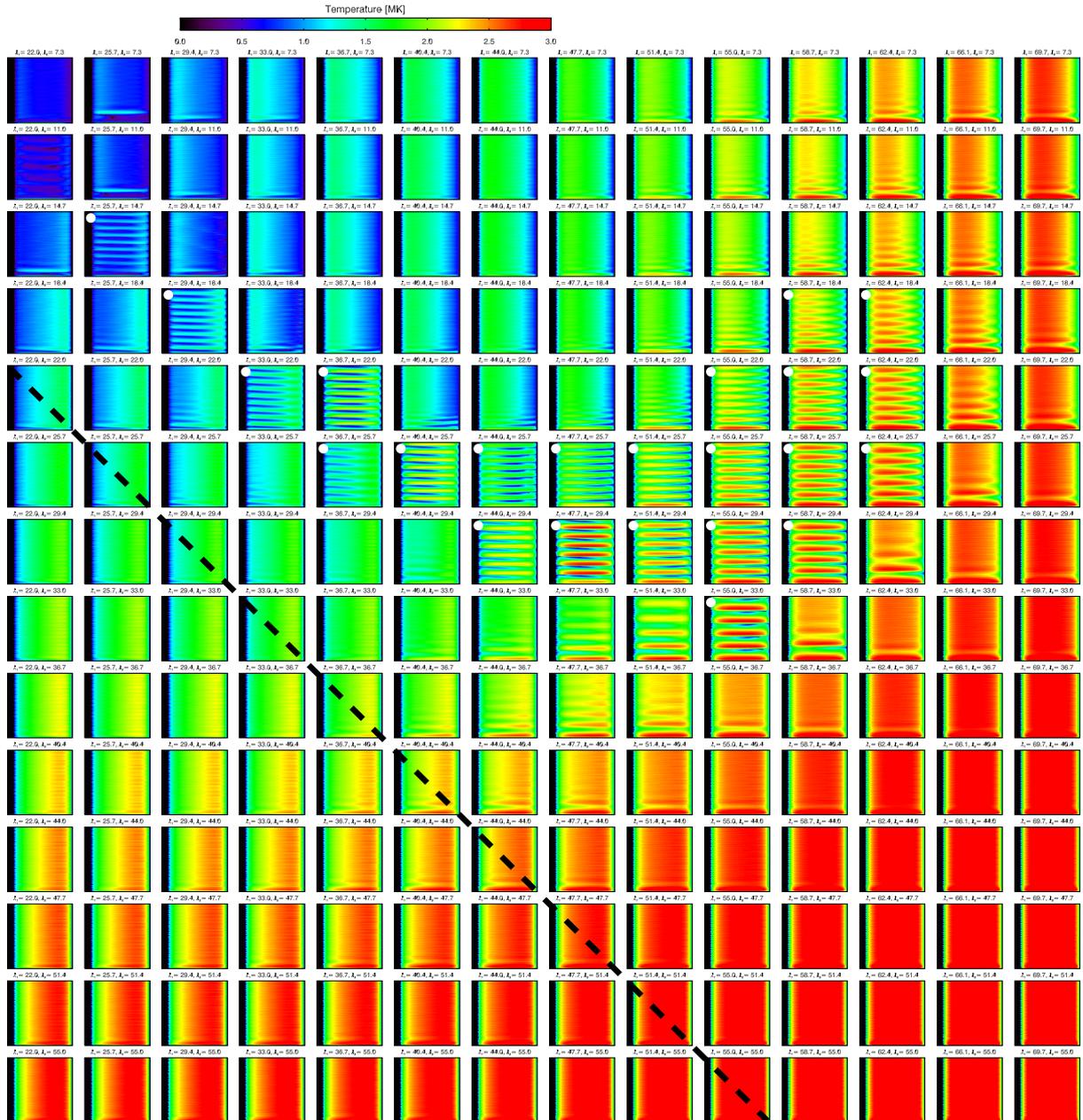


FIGURE 4.20: Même chose que pour la Figure 4.19 avec $H_1 = 6.4 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$. Les cas où j'ai répertorié du TNE (condensations complètes ou incomplètes) établi (pulsations non amorties) sont indiqués avec un disque blanc.

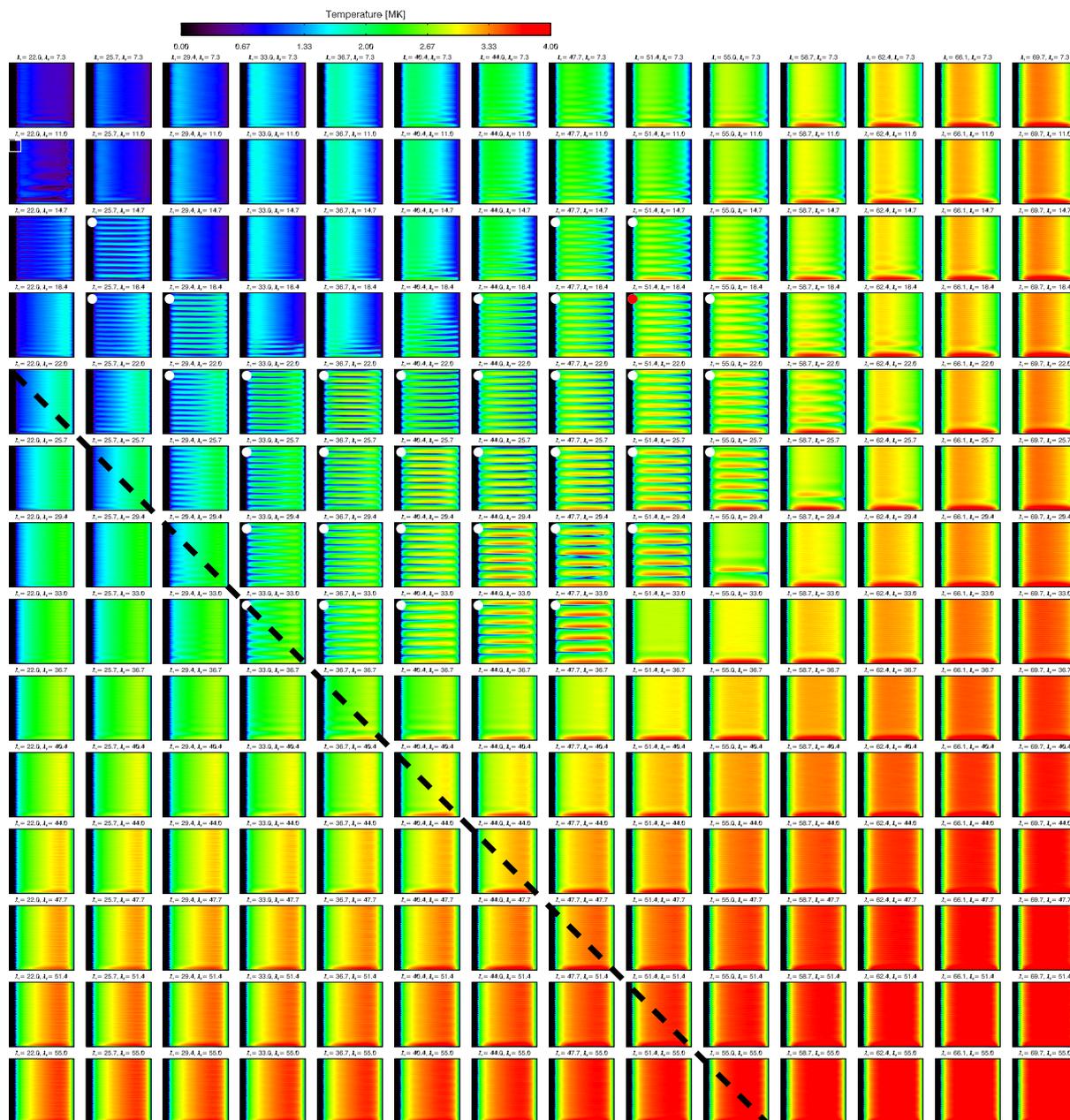


FIGURE 4.21: Même chose que pour la Figure 4.19 avec $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$. Les cas où j'ai répertorié du TNE (condensations complètes ou incomplètes) établi (pulsations non amorties) sont indiqués avec un disque blanc. Le cas indiqué par un disque rouge à des paramètres très proches de ceux du cas présenté dans Froment et al. (2016a, Article (A.1.4), Section 4.2.3). Le carré blanc indique une simulation qui n'a pas aboutie.

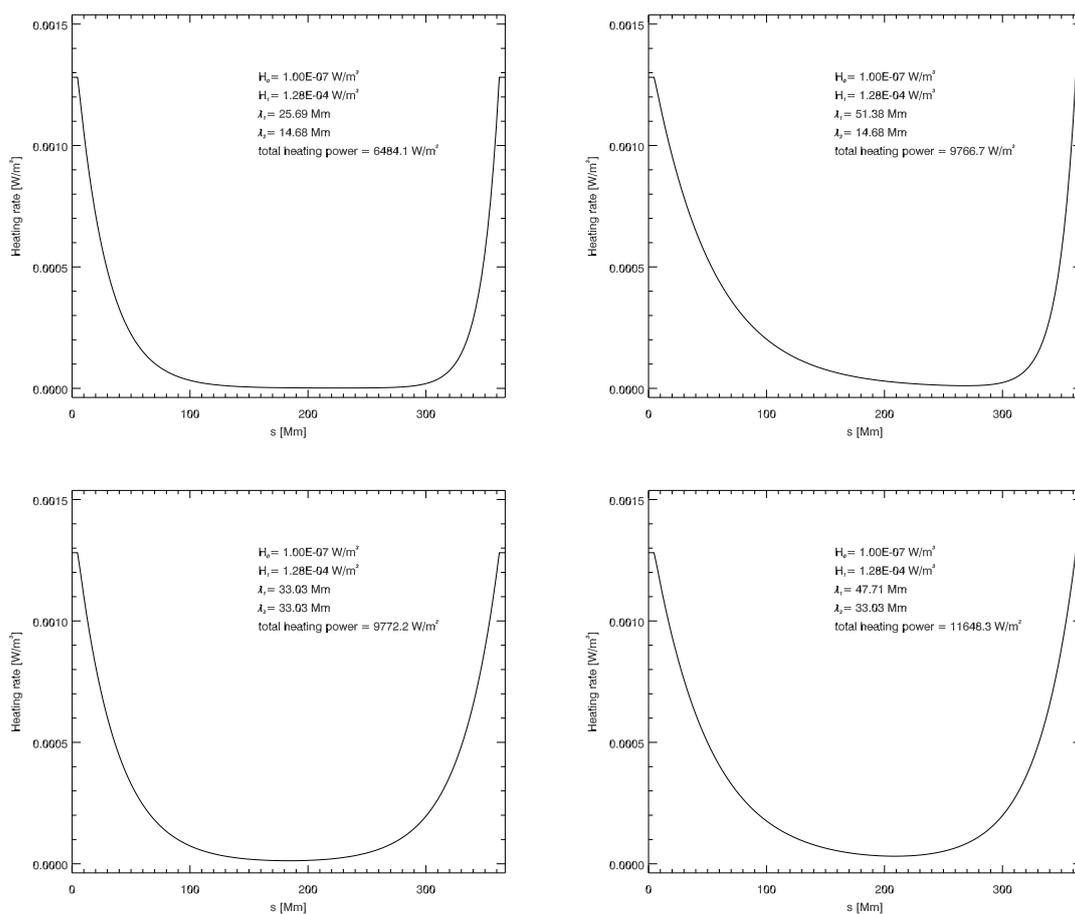


FIGURE 4.22: Profils de chauffage $H(s)$ pour quatre simulations de la boucle a qui présentent des cycles de TNE (avec $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$). **En haut à gauche** : Cas asymétrique avec des valeurs de λ_1 et λ_2 petites (chauffage plus stratifié). **En haut à droite** : Cas très asymétrique avec $\lambda_1 \gg \lambda_2$. **En bas à gauche** : Cas symétrique. **En bas à droite** : Cas asymétrique avec des valeurs de λ_1 et λ_2 grandes (chauffage moins stratifié).

Pour les simulations de la Figure 4.19 (avec $H_1 = 3.2 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$), la majorité des boucles est en équilibre statique avec des températures au sommet entre 1 MK et 2 MK. Quelques boucles semblent présenter des cycles dans la température mais ils ne sont pas très stables et les températures de la boucle sont un peu faibles (par exemple la simulation avec $\lambda_1 = 33 \text{ Mm}$ et $\lambda_2 = 18.4 \text{ Mm}$). Les deux seules simulations sur les 196 où il y a des cycles établies dans la température, d'amplitude faible, sont les simulations avec $\lambda_1 = 44.0 \text{ Mm}$, $\lambda_2 = 25.7 \text{ Mm}$ et $\lambda_1 = 47.7 \text{ Mm}$, $\lambda_2 = 25.7 \text{ Mm}$. La puissance du chauffage intégré le long de la boucle H_{tot} est comprise entre $1\,300 \text{ W m}^{-2}$ et $4\,300 \text{ W m}^{-2}$ pour ce groupe de simulations.

Pour les simulations des Figures 4.20 et 4.21 (avec $H_1 = 6.4 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$ puis $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$), certaines boucles présentent des cycles de TNE avec dans certains cas des condensations incomplètes et dans d'autres des condensations complètes. Pour ces deux groupes de simulations, les valeurs de H_{tot} sont comprises respectivement entre $2\,600 \text{ W m}^{-2}$ et $8\,700 \text{ W m}^{-2}$ et entre $5\,100 \text{ W m}^{-2}$ et $17\,200 \text{ W m}^{-2}$.

Parmi les 392 simulations de ces deux groupes de simulations, j'ai répertorié 58 cas de TNE (soit 15% du domaine exploré). J'ai pour cela cherché les cas où il y a des cycles dans la température, établis sur les trois jours des simulations, sans critères sur l'amplitude relative des pulsations. Seuls les cycles amortis ne sont pas considérés ici (ce sont les cas tangents au domaine où il y a du TNE).

On remarque que la zone des paramètres (combinaison entre les valeurs de λ_1 et de λ_2) pour laquelle la boucle rentre dans ces cycles est assez limitée et que cette zone correspond à des cas asymétriques de $H(s)$ avec $\lambda_1 > \lambda_2$. Ceci est vrai sauf pour une simulation où $H(s)$ est symétrique : $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 33.0 \text{ Mm}$, mais où $H_{tot1} = 1.02 \times H_{tot2}$ du fait de l'asymétrie de la boucle. Dans la Table 4.4, je résume les caractéristiques en terme de chauffage pour ces 58 cas. Ils sont d'autre part indiqués par des disques blancs sur les Figures 4.20 et 4.21. Pour le domaine de l'espace des paramètres où j'ai répertorié du TNE : $1.0 < \lambda_1/\lambda_2 < 3.5$ et $1.02 < H_{tot1}/H_{tot2} < 2.73$. On remarque que les valeurs de λ_1 pour les cas de TNE sont plus étendues (7 – 17% L) que les valeurs prises par λ_2 (4 – 9% L). Cela vient de l'asymétrie de la boucle, les variations de la puissance du chauffage intégré ont une amplitude comparable sur chaque demi-boucle⁴ : H_{tot1} varie entre 50 et 74% de H_{tot} et H_{tot2} entre 27 et 50% de H_{tot} . On peut aussi noter que plus on chauffe (c'est-à-dire plus H_1 et donc plus les H_{tot} sont grands) et plus le domaine où il y a du TNE (délimité par les valeurs de λ_1 et λ_2 donnés dans la Table 4.4) est étendu. Dans la Figure 4.22, je présente quatre exemples de $H(s)$ pour des simulations où il y a du TNE. Ce sont des cas aux extrémités du domaine de TNE dans l'espace des paramètres des λ_1 et λ_2 pour $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$.

Les simulations pour lesquelles les condensations semblent être complètes, c'est-à-dire où la température au sommet de la boucle descend largement en dessous des températures coronales, sont plus rares que les cas avec des condensations incomplètes. On peut noter notamment les cas avec $\lambda_1 = 47.7 \text{ Mm}$ et $\lambda_2 = 29.4 \text{ Mm}$ (pour les deux valeurs de H_1). Pour le reste des 58 simulations que j'ai considérées comme ayant des cycles de TNE, il faudra étudier les cas plus en détail pour déterminer les caractéristiques des condensations. Je fais ici une étude globale de ce qui se produit dans l'espace des paramètres

4. Pour rappel, les deux portions de boucles sont séparées au sommet de la boucle, pour une boucle asymétrique elles ne sont donc pas de longueur égales.

	demi-boucle 1	demi-boucle 2
λ_1 et λ_2 [Mm]	25.7 - 62.4 (7 - 17% L)	14.7 - 33.0 (4 - 9% L)
H_{tot1} et H_{tot2} [W m^{-2}]	1988 - 7760 (50 - 74% H_{tot})	1276 - 4914 (27 - 50% H_{tot})

TABLE 4.4: Caractéristiques de la fonction de chauffage $H(s)$ pour les simulations qui présentent des cycles de TNE (avec des condensations complètes ou incomplètes pour la boucle a). Valeurs minimales et maximales des longueurs d'échelle λ_1 et λ_2 et de la puissance du chauffage intégré sur chaque demi-boucle H_{tot1} et H_{tot2} .

explorés, les différents cas seront par la suite (Froment et al. 2016b, Article (A.1.5), en préparation) délimités avec des critères moins qualitatifs (critères sur l'amplitude des variations de la température et la densité par exemple).

En conclusion, pour produire du TNE il faut que le chauffage soit stratifié mais aussi qu'il y ait assez de puissance déposée pour toute la boucle (voir cas de la Figure 4.19, où H_{tot} n'est pas suffisant et où les boucles sont majoritairement à l'équilibre statique). Pour des valeurs de H_1 au-delà de $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$, les valeurs de H_{tot} deviennent très grandes ($> 2 \times 10^4 \text{ W m}^{-3}$) et pour beaucoup de simulations les solutions divergent. Il faut aussi que la puissance soit déposée sur des longueurs spécifiques. Pour la géométrie de la boucle a, seul un chauffage asymétrique produit du TNE.

Le fait que le domaine où il y a du TNE soit si restreint montre que cet état est très sensible aux paramètres du chauffage le long de la boucle. La simulation hydrodynamique 1D présentée dans l'article Froment et al. (2016a, Article (A.1.4), Section 4.2.3) reproduit les propriétés des boucles pulsantes du cas 1 avec un chauffage très stratifié et asymétrique. La simulation dans le balayage de l'espace des paramètres, qui a les paramètres les plus proches de la simulation présentée dans cet article est indiquée par un disque rouge sur la Figure 4.21. Je viens de montrer ici que la stratification du chauffage doit être effectivement particulière pour reproduire les cycles observés. Cette configuration du chauffage est corroborée *a posteriori* par la topologie du champ magnétique qui peut favoriser un chauffage important au niveau d'un pied (voir Section 4.2.2), et donc par conséquence un chauffage asymétrique.

Dans Froment et al. (2016b, Article (A.1.5), en préparation) j'explorerai en détail l'influence du chauffage et de la longueur de la boucle sur la période des cycles, l'évolution du retard entre la température et la densité en fonction de la longueur de la boucle mais aussi de la période des cycles. Comme dit précédemment, je ne réalise ici qu'une analyse globale des comportements des boucles dans l'espace des paramètres des simulations hydrodynamiques 1D.

Dans la Figure 4.23 je présente quelques simulations refaites avec 100 000 points de maille et sans élargissement de la région de transition. Elles sont à comparer avec les simulations de la Figure 4.21 avec λ_1 entre 40.4 Mm et 51.4 Mm et λ_2 entre 25.7 Mm et 36.7 Mm. On peut voir que le comportement thermique global est le même. En regardant en détail le comportement des simulations avec l'élargissement de la région de transition et 10 000 points de maille (Figures 4.19, 4.20 et 4.21), il semble qu'il y ait beaucoup de mouvement au niveau de la région de transition (en particulier au niveau du pied Est de la boucle). J'ai de plus vérifié ici que ce comportement, qui n'est pas vu avec 100 000 points de maille et sans élargissement de la région de transition (Figure 4.23), n'a pas

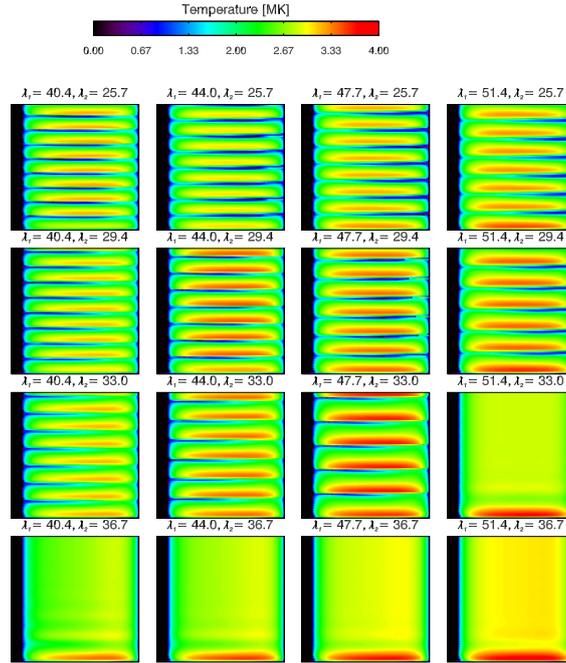


FIGURE 4.23: Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle a (avec $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$) avec 100 000 points de maille et sans l'astuce sur la région de transition, pour mesurer l'effet de celle-ci sur le comportement de quelques boucles. Même chose que pour la Figure 4.21, mais on limite ici l'espace des paramètres entre 40.4 Mm et 51.4 Mm pour λ_1 et entre 25.7 Mm et 36.7 Mm pour λ_2 .

d'impact important sur le comportement thermique global des boucles simulées (présence de cycles, condensations complètes ou incomplètes, etc.).

Boucle b

Pour toutes les simulations de la boucle b, j'ai fixé la valeur de H_0 à $1 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-3}$. H_1 prend quatre valeurs : $320H_0$, $640H_0$, $1280H_0$ et $2560H_0$. Les valeurs de λ_1 et de λ_2 vont de 2% à 11% de L (c'est-à-dire 10 valeurs entre 7.3 Mm et 44.0 Mm). Cela fait 400 simulations au total avec la géométrie de la boucle b. Elles sont présentées dans les Figures 4.24, 4.25, 4.26 et 4.27. Les plages de H_{tot} parcourues sont indiquées dans les légendes des figures.

Dans le groupe de simulations où $H_1 = 3.2 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$ (c'est-à-dire $320H_0$, Figure 4.24), comme dans le cas de la boucle a avec le même H_1 , la majorité des boucles sont à l'équilibre statique. Seule la boucle avec $\lambda_1 = \lambda_2 = 22 \text{ Mm}$ présente des cycles de type TNE, avec des condensations complètes (le cas à $\lambda_1 = \lambda_2 = 18.4 \text{ Mm}$ présente des cycles amortis).

Pour les autres valeurs de H_1 : $640H_0$, $1280H_0$ et $2560H_0$, des cycles avec des condensations complètes se développent le long de la diagonale des Figures 4.25, 4.26 et 4.27, c'est-à-dire pour les cas de chauffage symétriques : $\lambda_1 = \lambda_2$ ce qui pour cette géométrie de boucle demi-circulaire implique $H_{tot1} = H_{tot2}$. Au-dessus de $\lambda_1 = \lambda_2 = 33.0 \text{ Mm}$ (9% de L), il n'y a plus de cycles dans la température.

Plus le chauffage est important (plus H_1 est grand et donc plus les H_{tot} sont grands) et plus le domaine où l'on rencontre du TNE est étendu, comme ce que l'on pouvait voir

pour la boucle a. De la Figure 4.25 à la Figure 4.27, on peut voir qu'il y a de plus en plus de cycles de TNE qui se développent autour du cas symétrique. Comme pour la boucle a, les paramètres du chauffage de la boucle doivent correspondre à la géométrie de la boucle (ici symétrique) pour produire des cycles de TNE. Le domaine de l'espace des paramètres du chauffage pour lequel le TNE est possible est restreint, comme c'était le cas avec la boucle a.

La majorité des cas de TNE ici semble être des événements avec des condensations complètes, en particulier les événements avec un chauffage symétrique. Il semble y avoir cependant quelques cas avec des condensations incomplètes au sommet pour une faible asymétrie du chauffage comme le cas avec $\lambda_1 = 25.7$ Mm, $\lambda_2 = 33.0$ Mm et $H_1 = 25.6 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$ (voir Figure 4.27).

Boucle c

Pour la géométrie de la boucle c, j'ai fixé H_0 à $2 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$. H_1 prend trois valeurs : $20H_0$, $40H_0$ et $80H_0$. Les valeurs de λ_1 et de λ_2 vont de 2% à 16% de L , c'est-à-dire 15 valeurs de 2.8 Mm à 22.2 Mm. Cela fait 675 simulations de boucles en tout. L'évolution de la température pour les simulations correspondant à chaque valeur de H_1 est présentée dans les Figures 4.28, 4.29 et 4.30. Les plages de H_{tot} parcourues sont indiquées dans les légendes des figures.

Pour cette géométrie de boucle, on peut voir des cycles de TNE pour des $H(s)$ symétriques et asymétriques avec différents degrés d'asymétrie. Pour $H_1 = 4.0 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$, les cas de TNE, se concentrent sur les cas symétriques de $H(s)$ (de $\lambda_1 = \lambda_2 = 11.1$ Mm jusqu'à $\lambda_1 = \lambda_2 = 19.5$ Mm) (voir Figure 4.28). Pour les autres cas de TNE, $H(s)$ est asymétrique avec $\lambda_1 > \lambda_2$.

Lorsque l'on augmente H_1 , le domaine pour lequel on trouve du TNE dans l'espace des paramètres λ_1 et λ_2 s'étend, notamment vers des cas asymétriques avec $\lambda_1 < \lambda_2$. Pour $H_1 = 16.0 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$ (Figure 4.30), le domaine qui présente un comportement de TNE (avec des cycles établis), représente environ un tiers de l'espace des λ_1 et λ_2 explorés. En explorant des longueurs d'échelle supérieures à 16% de L , il s'avère que ces cycles sont présents jusqu'à au moins 27% de L (soit 37.5 Mm). Le TNE doit disparaître à un certains point, lorsque les valeurs de λ_1 et λ_2 deviennent trop grandes, le chauffage n'est plus assez stratifié pour produire une absence d'équilibre thermique dans les boucles.

Pour cette géométrie de boucle, le TNE n'est donc pas rare dans l'espace des paramètres du chauffage explorés ici. Cependant ce domaine est tout de même restreint dans le sens où il y a des zones d'exclusion (où les boucles sont en équilibre statique), pour $\lambda_1 \gg \lambda_2$ et pour des λ_1 et λ_2 petits (< 10 Mm) par exemple. Il faut noter que cette géométrie de boucle correspond à une boucle qui dans les données AIA ne présente pas de pulsations d'intensité. Il peut être donc étonnant que l'espace des paramètres du chauffage ne soit pas très restreint pour cette boucle là. On peut tout simplement imaginer que le faisceau de boucles correspondant n'est pas chauffé avec les "bons" paramètres pour produire du TNE.

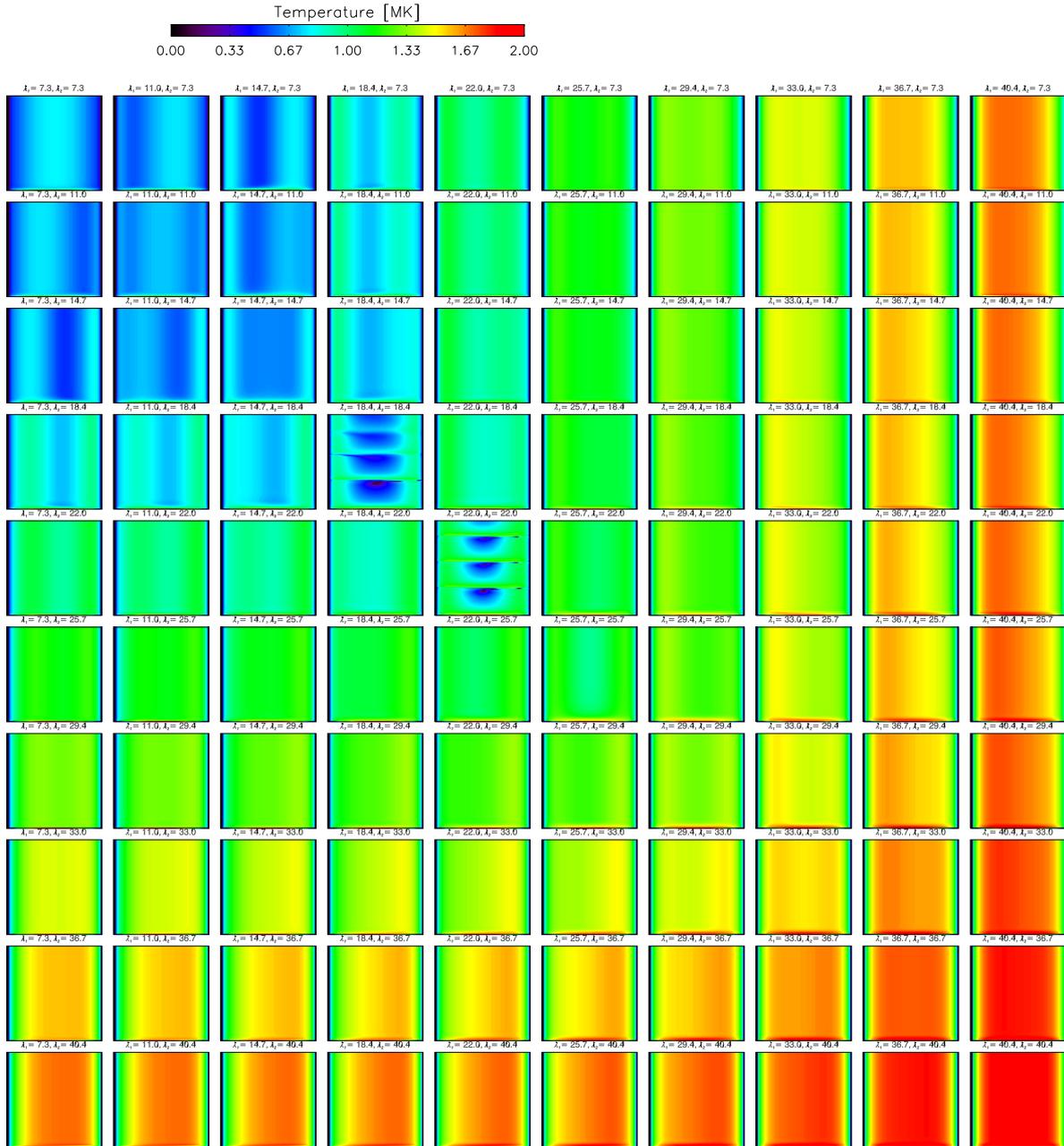


FIGURE 4.24: Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle b (avec $H_1 = 3.2 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$). Évolution de la température de 100 boucles simulées (sur 72 heures d'évolution) avec le code hydrodynamique 1D présenté dans la Section 4.2.1. Pour chaque fonction de chauffage (voir équation 4.14), on a $H_0 = 1 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-3}$ et $H_1 = 3.2 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$. Les valeurs de λ_1 et de λ_2 (longueur d'échelle pour chaque demi-boucle) varient respectivement en colonnes (de 2% à 11% de L) et en lignes (de 2% à 11% de L). Contrairement aux figures pour la boucle a , ici le cas $H(s)$ symétrique correspond à la diagonale du carré. H_{tot} est comprise entre 830 W m^{-2} et 2950 W m^{-2} pour ce groupe de simulations.

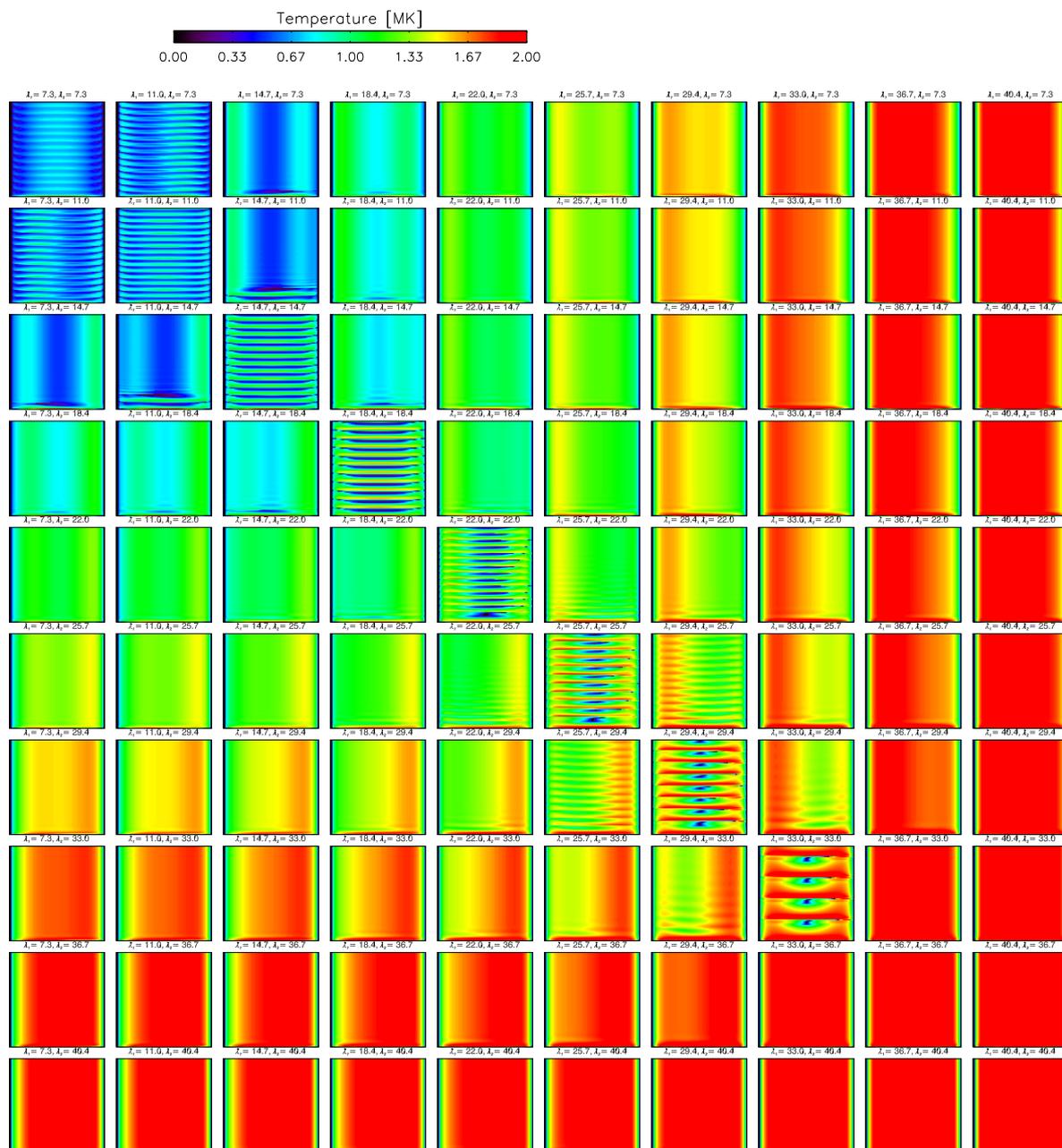


FIGURE 4.25: Même chose que pour la Figure 4.24 avec $H_1 = 6.4 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$. H_{tot} est comprise entre 1620 W m^{-2} et 5850 W m^{-2} pour ce groupe de simulations.

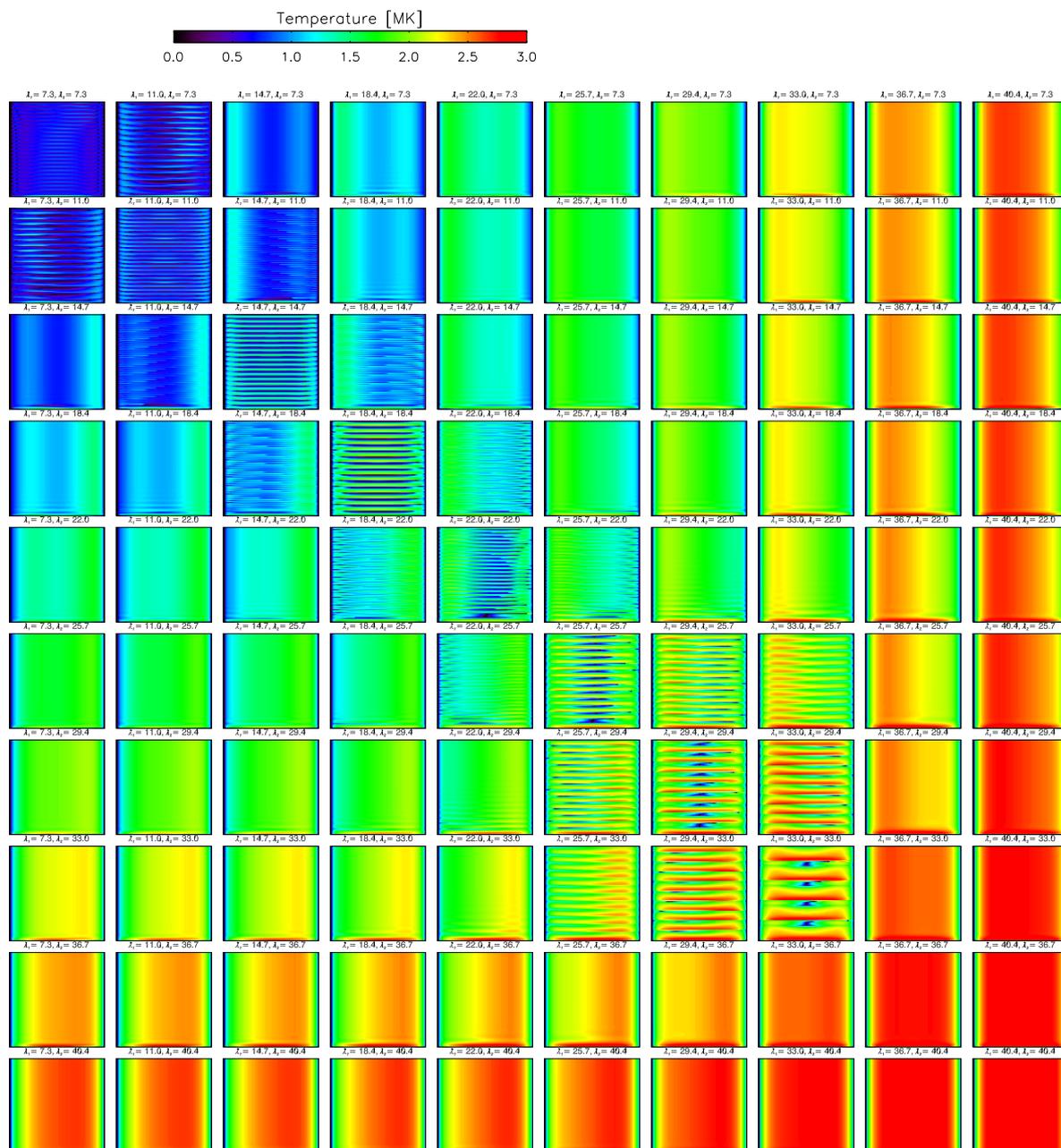


FIGURE 4.26: Môme chose que pour la Figure 4.24 avec $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$. H_{tot} est comprise entre 3230 W m^{-2} et 11660 W m^{-2} pour ce groupe de simulations.

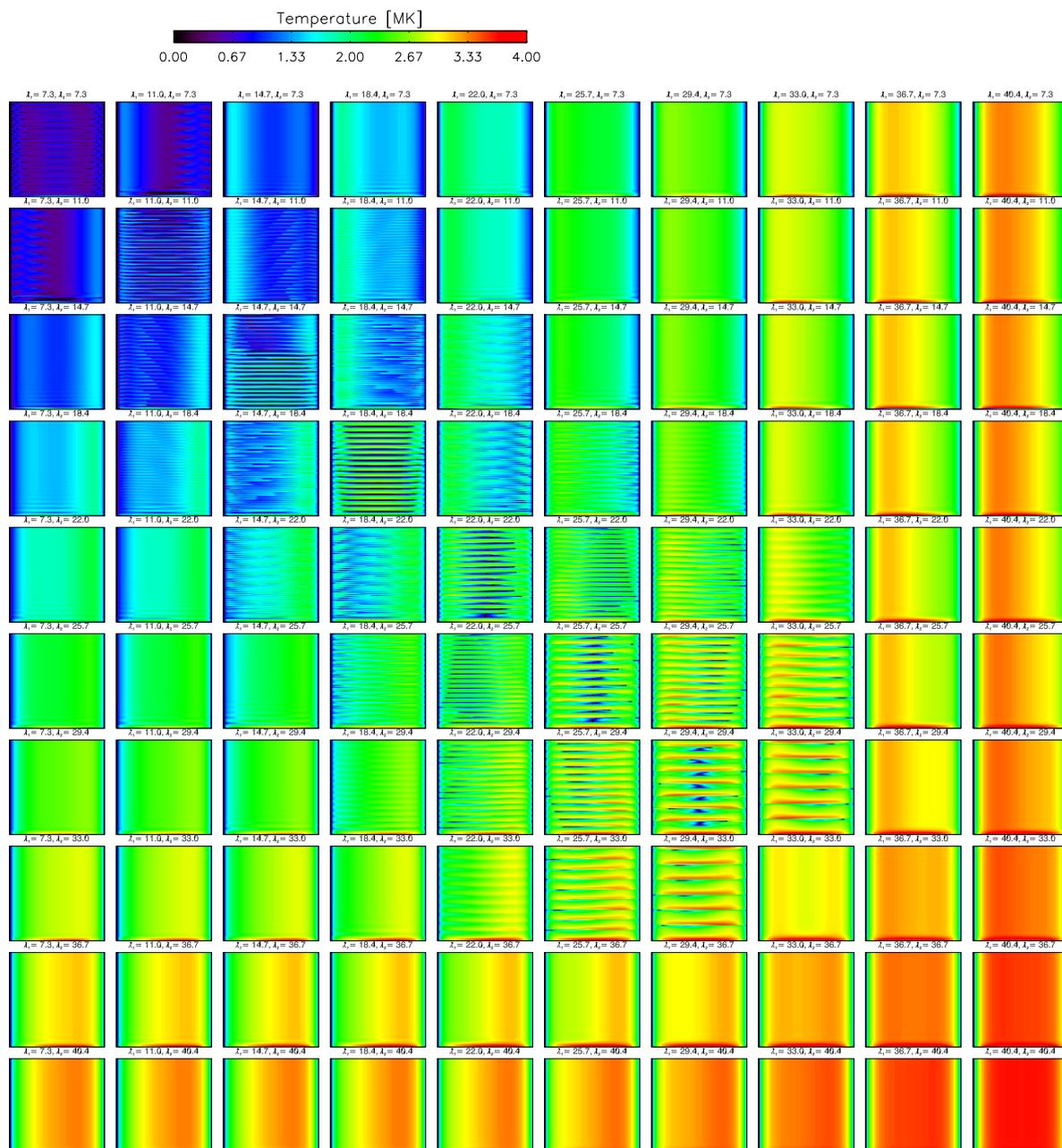


FIGURE 4.27: Môme chose que pour la Figure 4.24 avec $H_1 = 25.6 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$. H_{tot} est comprise entre 6360 W m^{-2} et 23270 W m^{-2} pour ce groupe de simulations.

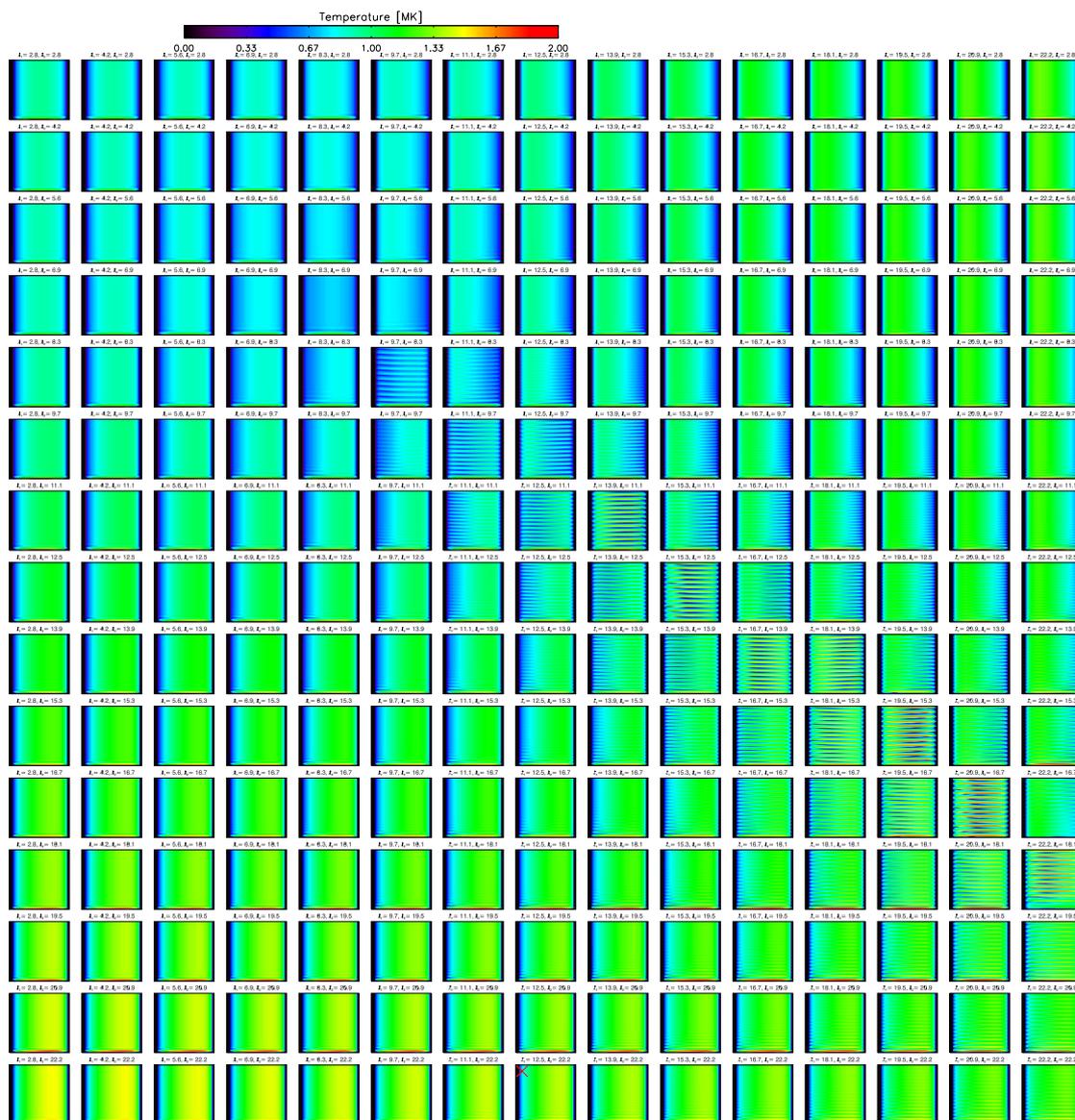


FIGURE 4.28: Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle c (avec $H_1 = 4.0 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$). Évolution de la température de 225 boucles simulées (sur 72 heures d'évolution) avec le code hydrodynamique 1D présenté dans la Section 4.2.1. Pour chaque fonction de chauffage (voir équation 4.14), on a $H_0 = 2 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$ et $H_1 = 4.0 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$. Les valeurs de λ_1 et de λ_2 (longueur d'échelle pour chaque demi-boucle) varient respectivement en colonnes (de 2% à 16% de L) et en lignes (de 2% à 16% de L). Contrairement aux figures pour la boucle a , ici le cas $H(s)$ symétrique correspond à la diagonale du carré. H_{tot} est comprise entre 900 W m^{-2} et 2453 W m^{-2} pour ce groupe de simulations.

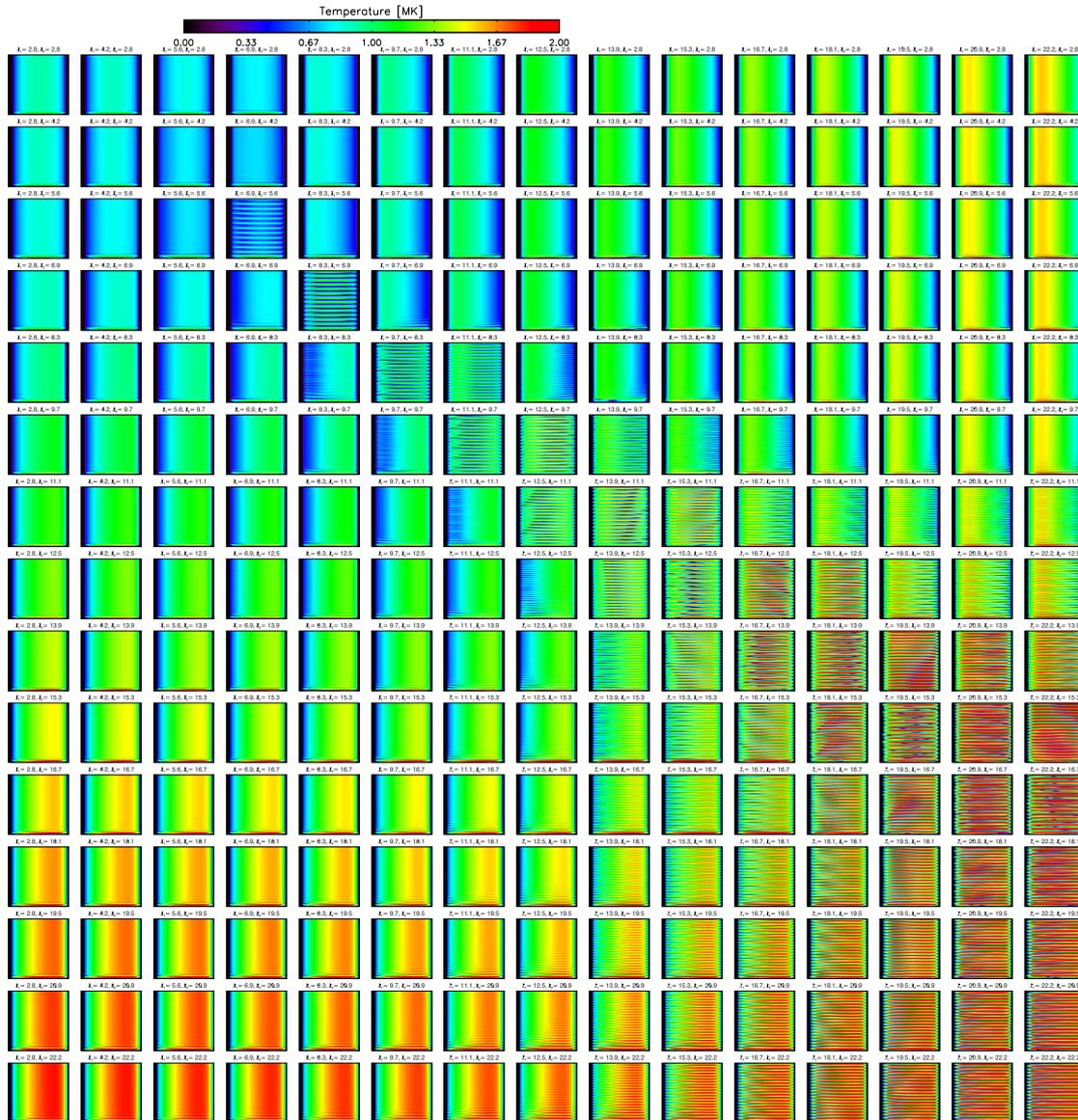


FIGURE 4.29: Même chose que pour la Figure 4.28 avec $H_1 = 8. \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$. H_{tot} est comprise entre 1523 W m^{-2} et 4526 W m^{-2} pour ce groupe de simulations.

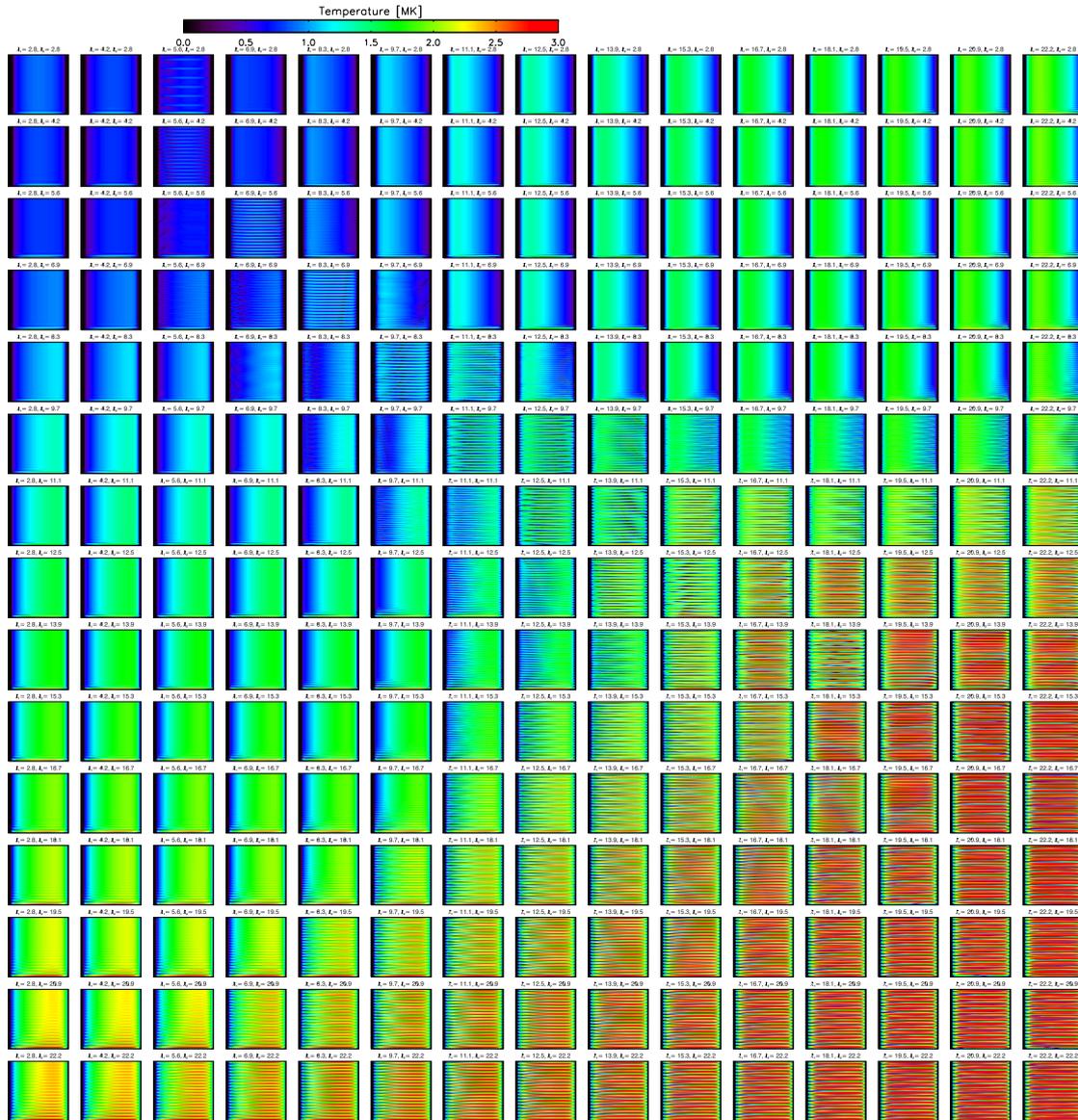


FIGURE 4.30: Môme chose que pour la Figure 4.28 avec $H_1 = 16.0 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$. H_{tot} est comprise entre 2768 W m^{-2} et 8978 W m^{-2} pour ce groupe de simulations.

4.3.2 Quelles conditions pour produire du TNE à condensations incomplètes ?

J'ai réalisé ici une étude complète de l'espace des paramètres du chauffage avec des simulations hydrodynamiques 1D. J'ai pour cela sélectionné deux géométries de boucles provenant des extrapolations LFFF de la Section 4.1.2, une qui correspond au faisceau de boucles pulsant en intensité et une autre correspondant à une boucle sans pulsations dans les données. J'ai utilisé également une géométrie demi-circulaire pour avoir un cas parfaitement symétrique, bien que celui-ci soit non-réaliste, il fait office de référence au niveau de la géométrie de la boucle.

J'ai balayé des centaines de combinaison différentes pour les trois paramètres de la fonction de chauffage $H(s)$ utilisée (équation 4.14), testant des puissances de chauffage et des stratifications différentes. Pour les trois géométries de boucles il y a des simulations qui montrent une absence d'équilibre thermique (TNE) avec des cycles dans la température. Les condensations sont incomplètes ou complètes suivant les propriétés du chauffage.

À partir de ces cas explorés, j'ai pu en déduire que :

- pour n'importe quelle géométrie de boucle on peut avoir du TNE,
- pour chaque géométrie de boucle les conditions sur le chauffage ne sont pas les mêmes pour avoir du TNE,
- du chauffage stratifié ne suffit pas pour du TNE, c'est une condition nécessaire mais pas elle n'est pas suffisante. Suivant la géométrie de la boucle, il faut se trouver dans la bonne plage de puissance et surtout de géométrie du chauffage.
- le domaine où il y a du TNE dans l'espace des paramètres du chauffage pour chaque boucle est souvent très restreint (où il y a au moins une zone d'exclusion importante).

Cela veut dire que pour n'importe quelle boucle du champ de vue étudié dans les images AIA, il pourrait y avoir des cycles de condensation et d'évaporation du plasma. Il faut simplement une correspondance entre la géométrie et le chauffage de ces boucles. Cela explique pourquoi on n'observe des pulsations que dans un seul faisceau de boucles pour cet événement mais aussi pour tous les événements détectés (un ou deux faisceaux de boucle par région active).

J'ai réalisé ici une analyse globale des conditions pour avoir du TNE mais je n'explore pas le détail des cycles, notamment l'influence du chauffage et de la longueur de la boucle sur la période des cycles, l'évolution du retard entre la température et la densité en fonction de la longueur de la boucle mais aussi de la période des cycles. Je n'ai pas non plus analysé en détail les propriétés des différents cas de TNE : condensation complète ou incomplète. Ce travail sera présenté dans l'article [Froment et al. \(2016b\)](#), Article (A.1.5), en préparation).

Un point important à étudier dans ce balayage de l'espace des paramètres du chauffage est le comportement des boucles qui ne présentent pas de cycles de TNE. Les boucles en équilibre statique ici sont elles réalistes ? Si l'on envisage un modèle global pour les régions actives avec une distribution de géométrie de boucle et de géométrie du chauffage on pourrait reproduire différents types de boucles. Cependant, il est clair que dans les observations, les boucles qui ne présentent pas de pulsations de longue période dans l'intensité ne sont pas à l'équilibre statique (e.g., [Aschwanden et al. 2001](#)). Il faut alors notamment rappeler que l'on utilise ici un chauffage strictement constant, on ne peut

donc pas reproduire de dynamique sur des temps courts (inférieurs au temps de refroidissement).

En conclusion, cette étude de l'espace des paramètres dans les simulations hydrodynamique 1D apporte des perspectives très intéressantes pour la compréhension globale du comportement thermique des boucles dans les régions actives et explique pourquoi les événements de TNE sont très répandus dans les observations mais que en même temps ils ne peuvent pas être rencontrés dans toutes les boucles.

4.4 Conclusions

Dans ce chapitre, je présente une étude complète de simulation (hydrodynamique 1D) de boucles coronales à partir de géométries de boucle réalistes (extrapolations LFFF) et d'un balayage de l'espace des paramètres du chauffage en supposant un chauffage constant et avec des stratifications modulables dans chaque "jambe" de la boucle.

Dans la Section 4.2.1, j'ai présenté une simulation qui reproduit les pulsations d'intensité observées dans les données AIA pour le cas 1 de Froment et al. (2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3). Le balayage de l'espace des paramètres du chauffage pour cette boucle (Section 4.3.1.4) montre que celui-ci doit être très stratifié et asymétrique pour reproduire les caractéristiques observées (cycles périodiques dans la température). Pour cette demi-boucle dans laquelle on impose un chauffage plus important, on a repéré des topologies particulières du champ magnétique dans les résultats d'extrapolation LFFF. Ces structures (un point nul photosphérique et des *bald patches*) sont susceptibles de favoriser des reconnexion du champ magnétique et donc un chauffage plus important à ce pied qu'à l'autre car de tels éléments ne sont pas présents au niveau de l'autre pied de ces boucles. Ceci explique le chauffage asymétrique qui permet de reproduire au mieux les caractéristiques des boucles observées.

Ces résultats qui sont présentés dans Froment et al. (2016a, Article (A.1.4), Section 4.2.3) appuient l'interprétation des pulsations d'intensité EUV observées dans les boucles comme étant des cycles d'évaporation et de condensation incomplète du plasma (TNE).

Dans Froment et al. (2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3), j'ai étudié en détail trois régions actives où l'on a détecté des pulsations d'intensité de longue période dans des boucles. Pour ces trois événements et pour une large fraction des événements détectés dans des régions actives, les pulsations sont concentrées dans un seul faisceau de boucles. En étudiant la géométrie des boucles dans ces trois régions actives, je n'ai pas trouvé de caractéristiques géométriques communes aux boucles pulsantes. Elles ne se distinguent pas des autres boucles au niveau de la géométrie. La géométrie seule ne peut donc pas justifier que ces boucles en particulier rentrent des cycles de TNE (voir Section 4.1.3).

L'étude de l'espace des paramètres du chauffage confirme que les boucles pulsantes n'ont pas de géométrie particulière. Pour chaque géométrie de boucle testée avec une bonne combinaison des paramètres du chauffage on peut reproduire des cycles de TNE. La géométrie seule ne suffit pas, il faut avoir une configuration du chauffage particulière et propre à chaque géométrie de boucle pour que l'évolution du plasma dans la boucle se fasse toujours autour d'un équilibre thermique qu'il ne peut atteindre : le TNE.

Dans l'étude de la géométrie des boucles, présentée dans la Section 4.1.3, on avait

pu remarquer que pour le cas 1 la majorité des boucles pulsantes avait un pied Est “rasant”. Or, comme je l’ai montré dans la Section 4.2 au niveau du pied Est de ces boucles, il y a un point nul et des *bald patches*, structures qui peuvent favoriser un chauffage plus important à ce pied des boucles qu’à l’autre. On voit bien alors que cette particularité géométrique n’était donc que le reflet de cette topologie particulière du champ magnétique. La géométrie de la boucle ne favorise pas en elle même le TNE.

Cette étude permet donc d’expliquer pourquoi seulement certaines boucles présentent ces cycles d’évolution. Il faut une bonne combinaison entre les propriétés géométriques de la boucle et celle du chauffage. Une telle explication implique que le chauffage au sein d’une même région active se fait peut être sur modèle commun avec différents degrés de stratifications en altitude.

Je n’ai pas étudié les cas 2 et 3 de Froment et al. (2015, Article (A.1.1), Section 3.2.3), dans les simulations mais l’étude d’un seul cas suffit car il y a déjà beaucoup de boucles différentes. Cela est déjà suffisant pour conclure que le TNE est très sensible à une combinaison de paramètres de la géométrie et du chauffage.

Tous ces résultats ont des implications importantes pour le chauffage des boucles coronales, cela nous renseigne sur la distribution spatiale et temporelle de ce chauffage. Ici j’ai utilisé un chauffage strictement constant, mais utiliser une distribution des fréquences du chauffage est une étude qu’il faudra mener. Cela permettra notamment de pouvoir expliquer la dynamique à court terme et pas uniquement les variations lentes, ainsi que la dynamique des boucles sans pulsations d’intensité.

Conclusions & Perspectives : Implications pour le chauffage coronal

Au cours de ce travail de thèse, j'ai utilisé des observations et des modélisations pour tenter de répondre à un questionnement principal : quels sont les mécanismes physiques responsables des pulsations d'intensité de longue période, très répandues dans les boucles coronales ? Quel est rôle des phénomènes sous-jacents à ces pulsations dans la dynamique et le chauffage des boucles ?

Grâce à ces travaux, j'ai pu déterminer que ces pulsations sont la signature d'une absence d'équilibre thermique pour ces boucles, un phénomène déjà identifié comme ayant un rôle important dans la formation des protubérances et de la pluie coronale : le TNE. Si le TNE est compatible avec différents processus physiques de chauffage (nanoflares par reconnexion magnétique et ondes), en revanche, la détection des caractéristiques du TNE (cycles périodiques d'évaporation et de condensation du plasma) dans les observations renseigne sur la répartition spatiale et temporelle de ce chauffage. En effet, la condition nécessaire à l'apparition de TNE dans une boucle est un chauffage quasi-constant et stratifié en altitude. Les implications de cette identification du TNE dans les boucles sont donc importantes dans le domaine de l'étude du chauffage coronal.

Mes travaux de thèse se sont découpés en plusieurs parties :

- Avec l'étude sur les six ans de données AIA/SDO, j'ai **réaffirmé l'origine solaire de ces pulsations, ainsi que leur caractère fréquent dans la couronne solaire**. En effet, j'ai retrouvé les mêmes caractéristiques pour ces événements de longue période que celles données par la première statistique avec EIT/SoHO ([Auchère et al. 2014](#)). Ces pulsations d'intensité de longue période sont détectées avec deux instruments différents, EIT et AIA. On a pu détecter les mêmes événements dans la période de recouvrement entre les deux instruments (entre mai et juillet 2010). De plus, la robustesse des détections de ces pulsations a été confirmée par [Auchère et al. \(2016\)](#). Ces travaux sont présentés dans le Chapitre 2.
- Le terme *pulsations* est utilisé car nous avons pu établir que les phénomènes observés ne correspondent pas à des ondes. On observe la répétition régulière d'un même phénomène physique (voir Section 3.3.1). **Quelle est la nature de ce phénomène cyclique ?** Grâce à la reconstruction des DEM pour trois événements

de pulsations localisés dans des boucles, j'ai pu déterminer que la proportion de matériel froid le long de la ligne de visée évoluait de manière cyclique. La température et la densité évoluent avec des périodes de quelques heures, la densité étant en retard sur la température. Cette évolution est caractéristique du TNE. Les pulsations d'intensité de longue période détectées appuient alors la présence possible de cycles d'évaporations et condensations dans les boucles coronales chaudes. Ces observations montrent alors que le TNE peut exister dans les boucles sans créer d'effondrement de la température au sommet des boucles, comme ce qui était vu dans les simulations 1D de Klimchuk et al. (2010). Ce que l'on observe semble être compatible, en moyenne, avec les simulations de Lionello et al. (2013); Mikić et al. (2013); Mok et al. (2016), c'est-à-dire des cycles avec condensations incomplètes (température et densité qui restent coronales au sommet de la boucle).

De plus, l'étude des cartes de décalage temporels entre les bandes coronales d'AIA m'a permis de constater qu'il n'y avait pas de différence au niveau du refroidissement entre les boucles pulsantes et le reste des régions actives étudiées. Si elles se refroidissent de la même manière, on peut se demander si ces régions actives en entier sont chauffées de la même manière. Cela peut vouloir dire que les boucles pulsantes ont les mêmes conditions de chauffage que les autres boucles mais que certaines de leurs propriétés les font rentrer dans un régime particulier. À l'inverse, on peut imaginer des processus de chauffage différents pour un même refroidissement. Il reste à déterminer si l'étude du refroidissement des boucles permet de discriminer les scénarios de chauffage. Ces travaux sont détaillés dans le Chapitre 3.

- J'ai ensuite cherché à valider cette hypothèse en comparant ces observations à des résultats de modélisation. **Le TNE avec condensations incomplètes peut-il reproduire les pulsations observées dans l'intensité ?** J'ai pour cela utilisé une simulation hydrodynamique 1D, avec géométrie de boucle réaliste provenant d'un modèle d'extrapolation LFFF et un chauffage constant, très stratifié et asymétrique. L'asymétrie du chauffage, qui est nécessaire avec la géométrie de boucle utilisée pour reproduire les cycles observés dans la température, est appuyé *a posteriori* par la présence d'un site favorable à la reconnexion magnétique et donc à la libération d'énergie, uniquement d'un côté du faisceau de boucle. Les intensités synthétiques qui découlent de cette simulation reproduisent les caractéristiques principales et l'évolution sur des temps longs (supérieurs à l'heure). Je présente ces résultats dans la Section 4.2 du Chapitre 4 qui traite des simulations de boucles.
- Dans les trois régions actives étudiées en détail, un seul faisceau de boucles rentre dans ces cycles d'évolution du plasma. Pourtant ces pulsations sont répandues dans la couronne (estimation de Auchère et al. (2014) pour l'année 2000 : environ la moitié des régions actives connaissent ce type d'épisode au cours de leur vie). **Cela provient-il de propriétés intrinsèques de ces boucles qui favorisent ces cycles, ou le signal dans l'intensité est-il caché par l'émission des avant-plans et des arrière-plans ?** Pour étudier cette question, j'ai examiné la géométrie des boucles (critères importants dans Mikić et al. 2013) pulsantes et non-pulsantes des trois régions étudiées avec AIA. Les lignes de champ magnétiques sont extrapolées avec modèle LFFF. Après une étude statistique sur

plusieurs critères géométriques j’ai pu en conclure qu’il n’y avait pas de géométrie préférentielle pour les boucles pulsantes. D’autre part, j’ai réalisé un balayage de l’espace des paramètres du chauffage dans les simulations hydrodynamiques 1D et cela avec différentes géométries de boucles. Pour chaque géométrie explorée (correspondant à des boucles pulsantes ou non dans les données), il peut y avoir du TNE (condensations complètes et incomplètes) si on a bonne combinaison entre le chauffage et la géométrie de la boucle. N’importe quelle boucle est donc susceptible de connaître un épisode de TNE si le chauffage est stratifié, avec les bons paramètres, et quasi-constant pour pouvoir maintenir les cycles. Ces résultats sont présentés dans le Chapitre 4 : Section 4.1 pour l’étude de la géométrie et Section 4.3.1 pour le balayage de l’espace des paramètres.

En résumé, j’ai pu mettre en relief que **les pulsations d’intensité de longue période sont révélatrices de la stratification et de la fréquence du chauffage dans les boucles**. Ces travaux soulèvent de nombreuses questions, qu’il faudra étudier. Ces questionnements sont tous liés, j’en présente ici quelques-uns, par grandes catégories.

Observation de ce qui est prédit par la simulation :

- La simulation présentée dans la Section 4.2 donne des profils de vitesse du plasma le long de la boucle, associés aux cycles dans la température et la densité. L’observation (détection de vitesse Doppler par spectroscopie ou suivi de structures dans les images) des mouvements de matière prédits par la simulation permettrait de confirmer définitivement l’association entre pulsation d’intensité de longue période et TNE.
- Il y a une variété d’événements possibles (prédits par les simulations) à chercher dans les observations, c’est-à-dire les différents régimes de TNE.

Compréhension fine de la nature du processus physique :

- Les résultats des simulations que j’ai conduites montrent que les cycles de TNE avec des condensations incomplètes (Mikić et al. 2013) sont compatibles avec les observations de pulsations d’intensité et les profils d’intensité des boucles ne présentent pas de structures saillantes. C’est le comportement moyen observé dans les faisceaux de boucles suivis avec AIA. Le terme “incomplète” est déduit de l’évolution de la température et de la densité au sommet de la boucle, qui restent coronales (pas de température et densité chromosphériques) dans les simulations. Mais qu’en est-il dans les observations? **Quelle est la nature physique des condensations observées?** On peut imaginer que ce sont des écoulements de matière sans que des “gouttes” (“blobs”, en anglais) soient formées. Dans ce cas il faut tenter de comprendre ce qui stoppe les processus de condensations, notamment le rôle des *siphon flows*, ces mouvements de matière entre un pied et l’autre de la boucle qui pourraient chasser les condensations avant qu’elles ne se forment complètement¹ (voir hypothèse de Mikić et al. 2013). Il est aussi possible que l’on n’observe qu’une partie du phénomène de condensation, c’est-à-dire le début de la décroissance en température et de l’augmentation de la densité, et que ces condensations pourraient être complètes, à plus basse altitude dans la boucle (au

1. Il faut noter que dans certaines simulations 2.5D, les *siphon flows* ne montrent pas ce comportement, ils participent même à l’alimentation de la pluie coronale (e.g. Fang et al. 2015).

niveau des pieds par exemple). Les sensibilités en température des bandes coronales d’AIA, l’observation sur le disque des événements de pulsation de longue période et la résolution spatiale d’AIA, probablement trop faible pour voir des structures fines de type pluie coronale (Antolin et al. 2015b), ne permettent peut être pas de voir le phénomène en entier.

- On peut alors se demander s’il y a **une correspondance dans les données entre les pulsations d’intensité de longue période, que l’on a attribué à du TNE avec des condensations incomplètes et les événements de pluie coronale** ? Les événements avec des condensations complètes sont séparés de ceux avec des condensations incomplètes dans les simulations hydrodynamiques 1D réalisées ici (voir Section 4.3.1), mais le sont-ils dans les observations ? Répondre à cette question pourrait permettre d’avoir des contraintes supplémentaires sur la nature physique des condensations observées. De plus, la périodicité des événements de pluie coronale n’a jamais été observée, alors qu’elle est prédite par les modèles de TNE. Chercher cette périodicité apporterait un appui supplémentaire au rôle du TNE dans la dynamique de l’atmosphère solaire. Quel est le rôle exact de tous ces événements dans les transferts de masse chromosphère-couronne² ? Il est important de sonder les différentes couches de l’atmosphère solaire pour suivre la totalité de ces processus, comprendre les transferts de masses, etc.

Simulations de boucles plus avancées :

- Les simulations hydrodynamiques 1D présentées dans le Chapitre 4 ont permis de reproduire les principales caractéristiques observées et de proposer une explication aux pulsations d’intensité de longue période. Cependant, elles souffrent de nombreuses limitations : une seule boucle modélisée, pas d’émission des arrière-plans et des avant-plans et un chauffage strictement constant. Il faudrait donc utiliser des modèles plus évolués pour étudier plus de propriétés vues dans les observations de boucles en général (voir Section 1.2.2.2). Qu’en est-il par exemple du comportement de l’intensité aux pieds des boucles ? Les décalages temporels sont-ils les mêmes qu’au sommet, comme ce qui est observé (voir Figures 9 et 11 dans Froment et al. 2015, Article (A.1.1)) ? De plus, les simulations hydrodynamiques 1D n’expliquent que les variations d’intensité aux basses fréquences temporelles (voir Figure 12 de Froment et al. 2016a). La dynamique aux hautes fréquences n’est pas reproduite, ce qui est normal car le chauffage strictement constant. Il faut augmenter le niveau de détail pour une meilleure comparaison avec les observations.
- Peut-on construire un modèle global des régions actives ? C’est-à-dire un modèle incluant une distribution des hauteurs d’échelle et ainsi que des fréquences de chauffage, qui permettrait d’expliquer les boucles avec des pulsations d’intensité, comme les propriétés des boucles non pulsantes et l’émission diffuse. Ce serait une extension du balayage de l’espace des paramètres présenté ici (voir Section 4.3.1) qui pour l’instant ne peut expliquer qu’une petite partie du volume coronal (les boucles en équilibre statique ne sont pas cohérentes avec les données, e.g. Aschwanden et al. 2001). Un tel modèle serait motivé par les premiers résultats du balayage de l’espace des paramètres que j’ai réalisé ici, peu de boucles ont les “bonnes” conditions pour produire du TNE, ainsi que par les décalages temporels

2. Le lecteur peut se référer aux discussions de Antolin et al. (2012, 2015b).

qui sont partout les mêmes dans les régions étudiées en détail (voir Chapitre 3), ce qui indique peut-être des mécanismes de chauffage communs pour toutes les structures de ces régions. Ces hypothèses doivent être testées.

Étude des événements qui ne sont pas localisés dans des régions actives :

- Il ne faut pas par ailleurs oublier que la moitié des événements détectés (dans la bande 193 Å d'AIA) sont dans du Soleil calme. **Les mêmes mécanismes sont-ils à l'œuvre dans le Soleil calme et dans les boucles ?**

Bibliographie

- Alfvén, H. 1947, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 107, 211
- Alissandrakis, C. E. 1981, Astronomy and Astrophysics, 100, 197
- Aly, J. J., & Amari, T. 1997, Astronomy and Astrophysics, 319, 699
- Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 1991, The Astrophysical Journal, 378, 372
- Antiochos, S. K., MacNeice, P. J., & Spicer, D. S. 2000, The Astrophysical Journal, 536, 494
- Antiochos, S. K., MacNeice, P. J., Spicer, D. S., & Klimchuk, J. A. 1999, The Astrophysical Journal, 512, 985
- Antolin, P., Okamoto, T. J., Pontieu, B. D., et al. 2015a, The Astrophysical Journal, 809, 72
- Antolin, P., & Rouppe van der Voort, L. 2012, The Astrophysical Journal, 745, 152
- Antolin, P., Shibata, K., & Vissers, G. 2010, The Astrophysical Journal, 716, 154
- Antolin, P., Vissers, G., Pereira, T. M. D., Voort, L. R. v. d., & Scullion, E. 2015b, The Astrophysical Journal, 806, 81
- Antolin, P., Vissers, G., & Rouppe van der Voort, L. 2012, Solar Physics, 280, 457
- Aschwanden, M., De Pontieu, B., & Katrukha, E. 2013, Entropy, 15, 3007
- Aschwanden, M. J., Fletcher, L., Schrijver, C. J., & Alexander, D. 1999, The Astrophysical Journal, 520, 880
- Aschwanden, M. J., Kliem, B., Schwarz, U., et al. 1998, The Astrophysical Journal, 505, 941
- Aschwanden, M. J., Schrijver, C. J., & Alexander, D. 2001, The Astrophysical Journal, 550, 1036

- Aschwanden, M. J., Schrijver, C. J., & Malanushenko, A. 2015, *Solar Physics*, 290, 2765
- Aschwanden, M. J., Sun, X., & Liu, Y. 2014, *The Astrophysical Journal*, 785, 34
- Aschwanden, M. J., Crosby, N. B., Dimitropoulou, M., et al. 2016, *Space Science Reviews*, 198, 47
- Asgari-Targhi, M., van Ballegooijen, A. A., Cranmer, S. R., & DeLuca, E. E. 2013, *The Astrophysical Journal*, 773, 111
- Athay, R. G., & White, O. R. 1978, *The Astrophysical Journal*, 226, 1135
- Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014, *A&A*, 563, A8
- Auchère, F., Froment, C., Bocchialini, K., et al. 2016, accepted for publication in *The Astrophysical Journal*
- Auchère, F., Froment, C., Bocchialini, K., Buchlin, E., & Solomon, J. 2016, *The Astrophysical Journal*, 825, 110
- Auchère, F., Rizzi, J., Philippon, A., & Rochus, P. 2011, *Journal of the Optical Society of America A*, 28, 40
- Aulanier, G., & Demoulin, P. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, v.329, p.1125-1137 (1998)
- Avrett, E. H., & Loeser, R. 2008, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 175, 229
- Bocchialini, K., Baudin, F., Koutchmy, S., Pouget, G., & Solomon, J. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 533, A96
- Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., et al. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 41
- Buchlin, E., & Velli, M. 2007, *The Astrophysical Journal*, 662, 701
- Cargill, P. J., & Klimchuk, J. A. 2004, *The Astrophysical Journal*, 605, 911
- Cassak, P. A., Mullan, D. J., & Shay, M. A. 2008, *The Astrophysical Journal Letters*, 676, L69
- Craig, I. J. D., & Brown, J. C. 1976, *Astronomy and Astrophysics*, 49, 239
- Dahlburg, R. B., Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 1998, *The Astrophysical Journal*, 495, 485
- Dalmasse, K. 2014, PhD thesis, Observatoire de Paris
- De Groof, A., Bastiaensen, C., Müller, D. A. N., Berghmans, D., & Poedts, S. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 443, 319
- De Groof, A., Berghmans, D., van Driel-Gesztelyi, L., & Poedts, S. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 415, 1141

- De Moortel, I., & Browning, P. 2015, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 373, 20140269
- De Rosa, M. L., Schrijver, C. J., Barnes, G., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 696, 1780
- DeForest, C. E., & Gurman, J. B. 1998, *The Astrophysical Journal Letters*, 501, L217
- Del Zanna, G., Dere, K. P., Young, P. R., Landi, E., & Mason, H. E. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 582, A56
- Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 291
- Demoulin, P., Priest, E. R., & Anzer, U. 1989, *Astronomy and Astrophysics*, 221, 326
- Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 125, doi :10.1051/aas :1997368
- Dolla, L., Marqué, C., Seaton, D. B., et al. 2012, *The Astrophysical Journal Letters*, 749, L16
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 1
- Doyle, J. G., Chapman, S., Bryans, P., et al. 2010, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10, 91
- Edlén, B. 1943, *Zeitschrift fur Astrophysik*, 22, 30
- Erdélyi, R., & Ballai, I. 2007, *Astronomische Nachrichten*, 328, 726
- Fang, X., Xia, C., & Keppens, R. 2013, *The Astrophysical Journal Letters*, 771, L29
- Fang, X., Xia, C., Keppens, R., & Van Doorselaere, T. 2015, *The Astrophysical Journal*, 807, 142
- Feldman, U. 1992, *Physica Scripta*, 46, 202
- Feldman, U., Mandelbaum, P., Seely, J. F., Doschek, G. A., & Gursky, H. 1992, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 81, 387
- Field, G. B. 1965, *The Astrophysical Journal*, 142, 531
- Foullon, C., Verwichte, E., & Nakariakov, V. M. 2004, *A&A*, 427, L5
- . 2009, *ApJ*, 700, 1658
- Froment, C., Auchère, F., Aulanier, G., et al. 2016a, submitted in *The Astrophysical Journal*
- Froment, C., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 807, 158
- Froment, C., Auchère, F., Mikić, Z., et al. 2016b, in prep, *The Astrophysical Journal*

- Gabriel, A. H., Baudin, F., Boumier, P., et al. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 390, 1119
- Grevesse, N., & Sauval, A. J. 1998, *Space Science Reviews*, 85, 161
- Grottrian, W. 1939, *Naturwissenschaften*, 27, 214
- Gruber, D., Lachowicz, P., Bissaldi, E., et al. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 533, A61
- Gudiksen, B. V., Carlsson, M., Hansteen, V. H., et al. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 531, A154
- Guennou, C. 2013, Phd thesis, Université Paris Sud - Paris XI
- Guennou, C., Auchère, F., Klimchuk, J. A., Bocchialini, K., & Parenti, S. 2013, *ApJ*, 774, 31
- Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012a, *ApJS*, 203, 25
- . 2012b, *ApJS*, 203, 26
- Gupta, G. R. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 568, A96
- Handy, B. N., Acton, L. W., Kankelborg, C. C., et al. 1999, *Solar Physics*, 187, 229
- Hegglund, L., Hansteen, V. H., De Pontieu, B., & Carlsson, M. 2011, *The Astrophysical Journal*, 743, 142
- Heyvaerts, J., & Priest, E. R. 1983, *Astronomy and Astrophysics*, 117, 220
- Hollweg, J. V. 1985, in *Advances in Space Plasma Physics*, ed. W. Grossmann, E. M. Campbell, & B. Buti, 77
- Hortin, T. 2003, Phd thesis, Université Paris-Sud
- Imada, S., & Zweibel, E. G. 2012, *The Astrophysical Journal*, 755, 93
- Inglis, A. R., Ireland, J., & Dominique, M. 2015, *The Astrophysical Journal*, 798, 108
- Inglis, A. R., Nakariakov, V. M., & Melnikov, V. F. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 487, 1147
- Ionson, J. A. 1978, *The Astrophysical Journal*, 226, 650
- Ireland, J., McAteer, R. T. J., & Inglis, A. R. 2015, *The Astrophysical Journal*, 798, 1
- Karpen, J. T., & Antiochos, S. K. 2008, *The Astrophysical Journal*, 676, 658
- Karpen, J. T., Antiochos, S. K., Hohensee, M., Klimchuk, J. A., & MacNeice, P. J. 2001, *The Astrophysical Journal Letters*, 553, L85
- Karpen, J. T., Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 2006, *The Astrophysical Journal*, 637, 531

- Kawaguchi, I. 1970, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 22, 405
- Klimchuk, J. A. 2006, *Solar Physics*, 234, 41
- . 2015, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 373, 20140256
- Klimchuk, J. A., Karpen, J. T., & Antiochos, S. K. 2010, *ApJ*, 714, 1239
- Klimchuk, J. A., Lemen, J. R., Feldman, U., Tsuneta, S., & Uchida, Y. 1992, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 44, L181
- Kubo, M., Kano, R., Kobayashi, K., et al. 2014, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 489, *Solar Polarization* 7, 307
- Kuin, N. P. M., & Martens, P. C. H. 1982, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 108, no. 2, Apr. 1982, p. L1-L4. Research supported by the Nederlandse Organisatie voor Zuiver-Wetenschappelijk Onderzoek.
- Landi, E., Feldman, U., & Dere, K. P. 2002, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 139, 281
- Landi, E., Young, P. R., Dere, K. P., Zanna, G. D., & Mason, H. E. 2013, *The Astrophysical Journal*, 763, 86
- Landini, M., & Monsignori Fossi, B. C. 1990, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 82, 229
- Leroy, J.-L. 1972, *Solar Physics*, 25, 413
- Levine, R. H., & Withbroe, G. L. 1977, *Solar Physics*, 51, 83
- Lionello, R., Alexander, C. E., Winebarger, A. R., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2016, *The Astrophysical Journal*, 818, 129
- Lionello, R., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2009, *The Astrophysical Journal*, 690, 902
- Lionello, R., Winebarger, A. R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2013, *ApJ*, 773, 134
- Liu, W., De Pontieu, B., Vial, J.-C., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 803, 85
- Longcope, D. W. 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, 2, doi :10.12942/lrsp-2005-7
- López Fuentes, M. C., & Klimchuk, J. A. 2015, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 57, 231
- Luna, M., Terradas, J., Oliver, R., & Ballester, J. L. 2009, *The Astrophysical Journal*, 692, 1582
- Malanushenko, A., & Schrijver, C. J. 2013, *The Astrophysical Journal*, 775, 120
- Martens, P. C. H., Kankelborg, C. C., & Berger, T. E. 2000, *The Astrophysical Journal*, 537, 471

- Martens, P. C. H., & Kuin, N. P. M. 1982, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 112, no. 2, Aug. 1982, p. 366-368.
- McIntosh, S. W., De Pontieu, B., Carlsson, M., et al. 2011, *Nature*, 475, 477
- Mendoza-Briceño, C. A., & Hood, A. W. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 325, 791
- Mendoza-Briceño, C. A., Sigalotti, L. D. G., & Erdélyi, R. 2005, *The Astrophysical Journal*, 624, 1080
- 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, *The Astrophysical Journal*, 817, 15
- Moriyasu, S., Kudoh, T., Yokoyama, T., & Shibata, K. 2004, *The Astrophysical Journal*, 601, L107
- Moschou, S. P., Keppens, R., Xia, C., & Fang, X. 2015, *Advances in Space Research*, 56, 2738
- Müller, D. A. N., & Antiochos, S. K. 2008, *Annales Geophysicae*, 26, 2967
- Müller, D. A. N., De Groof, A., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 436, 1067
- Müller, D. A. N., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 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, *The Astrophysical Journal*, 733, 59
- Nakagawa, Y., & Raadu, M. A. 1972, *Solar Physics*, 25, 127
- Nakariakov, V. M., & Melnikov, V. F. 2009, *Space Science Reviews*, 149, 119
- Nakariakov, V. M., Ofman, L., Deluca, E. E., Roberts, B., & Davila, J. M. 1999, *Science*, 285, 862
- Ofman, L., & Aschwanden, M. J. 2002, *The Astrophysical Journal Letters*, 576, L153
- Ofman, L., Nakariakov, V. M., & DeForest, C. E. 1999, *The Astrophysical Journal*, 514, 441
- Okamoto, T. J., Antolin, P., Pontieu, B. D., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 809, 71
- O'Shea, E., Banerjee, D., & Doyle, J. G. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 475, L25
- Pariat, E., Masson, S., & Aulanier, G. 2009, *The Astrophysical Journal*, 701, 1911

- Parker, E. N. 1953, *The Astrophysical Journal*, 117, 431
- . 1972, *The Astrophysical Journal*, 174, 499
- . 1988, *The Astrophysical Journal*, 330, 474
- Parnell, C. E., & De Moortel, I. 2012, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 370, 3217
- Parnell, C. E., Haynes, A. L., & Galsgaard, K. 2010, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 115, A02102
- Patsourakos, S., Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 2004, *The Astrophysical Journal*, 614, 1022
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *\solphys*, 275, 3
- Peter, H., & Bingert, S. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 548, A1
- Pottasch, S. R. 1963, *The Astrophysical Journal*, 137, 945
- Pouget, G., Bocchialini, K., & Solomon, J. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 450, 1189
- Reale, F. 2014, *Living Reviews in Solar Physics*, 11, 4
- Reale, F., Parenti, S., Reeves, K. K., et al. 2007, *Science*, 318, 1582
- Rosner, R., Tucker, W. H., & Vaiana, G. S. 1978, *The Astrophysical Journal*, 220, 643
- Ryabov, V. B., Stepanov, A. V., Usik, P. V., et al. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 324, 750
- Scargle, J. D. 1982, *The Astrophysical Journal*, 263, 835
- Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., et al. 2012, *Solar Physics*, 275, 207
- Schmelz, J. T., & Pathak, S. 2012, *The Astrophysical Journal*, 756, 126
- Schmelz, J. T., & Winebarger, A. R. 2015, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 373, 20140257
- Schmieder, B., Kucera, T. A., Knizhnik, K., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 777, 108
- Schmieder, B., Tian, H., Kucera, T., et al. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 569, A85
- Schrijver, C. J. 2001, *Solar Physics*, 198, 325
- Schrijver, C. J., Aschwanden, M. J., & Title, A. M. 2002, *Solar Physics*, 206, 69
- Schrijver, C. J., Title, A. M., Berger, T. E., et al. 1999, *Solar Physics*, 187, 261
- Schwarz, U., Kurths, J., Kliem, B., Kruger, A., & Urpo, S. 1998, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 127, 309

- Susino, R., Lanzafame, A. C., Lanza, A. F., & Spadaro, D. 2010, *The Astrophysical Journal*, 709, 499
- Telloni, D., Ventura, R., Romano, P., Spadaro, D., & Antonucci, E. 2013, *The Astrophysical Journal*, 767, 138
- Terzo, S., & Reale, F. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 515, A7
- Thompson, W. T. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 449, 791
- Tian, H., Xia, L.-D., & Li, S. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 489, 741
- Torrence, C., & Compo, G. P. 1998, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79, 61
- Ugarte-Urra, I., Doyle, J. G., Madjarska, M. S., & O'Shea, E. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 418, 313
- Ugarte-Urra, I., Warren, H. P., & Brooks, D. H. 2009, *The Astrophysical Journal*, 695, 642
- Ugarte-Urra, I., Winebarger, A. R., & Warren, H. P. 2006, *The Astrophysical Journal*, 643, 1245
- Uzdensky, D. A. 2007, *The Astrophysical Journal*, 671, 2139
- Vaiana, G. S., Reidy, W. P., Zehnpfennig, T., van Speybroeck, L., & Giacconi, R. 1968, *Science*, 161, 564
- van Ballegooijen, A., Asgari-Targhi, M., & Berger, M. 2014, *Astrophysical Journal*, 787, 87
- van Ballegooijen, A. A., Asgari-Targhi, M., Cranmer, S. R., & DeLuca, E. E. 2011, *The Astrophysical Journal*, 736, 3
- Van Doorselaere, T., Ruderman, M. S., & Robertson, D. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 485, 849
- Vashalomidze, Z., Kukhianidze, V., Zaqarashvili, T. V., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 577, A136
- Vaughan, S. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402, 307
- Vekstein, G. E., & Priest, E. R. 1992, *The Astrophysical Journal*, 384, 333
- Velli, M., Pucci, F., Rappazzo, F., & Tenerani, A. 2015, *Phil. Trans. R. Soc. A*, 373, 20140262
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2011, *The Astrophysical Journal*, 738, 24
- . 2012, *ApJ*, 753, 35
- . 2013, *The Astrophysical Journal*, 771, 115

- . 2015, *The Astrophysical Journal*, 799, 58
- Warren, H. P., Brooks, D. H., & Winebarger, A. R. 2011, *ApJ*, 734, 90
- Warren, H. P., Winebarger, A. R., & Brooks, D. H. 2010, *The Astrophysical Journal*, 711, 228
- Warren, H. P., Winebarger, A. R., & Hamilton, P. S. 2002, *The Astrophysical Journal Letters*, 579, L41
- Winebarger, A. R., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2014, *The Astrophysical Journal*, 795, 138
- Winebarger, A. R., Schmelz, J. T., Warren, H. P., Saar, S. H., & Kashyap, V. L. 2011, *ApJ*, 740, 2
- Winebarger, A. R., & Warren, H. P. 2005, *ApJ*, 626, 543
- Winebarger, A. R., Warren, H. P., Schmelz, J. T., et al. 2012, *The Astrophysical Journal Letters*, 746, L17
- Winebarger, A. R., Warren, H. P., & Seaton, D. B. 2003, *The Astrophysical Journal*, 593, 1164
- Withbroe, G. L. 1975, *Solar Physics*, 45, 301
- Withbroe, G. L., & Noyes, R. W. 1977, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 15, 363
- Wyper, P. F., Jain, R., & Pontin, D. I. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 545, A78
- Zhao, J., Gilchrist, S. A., Aulanier, G., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 823, 62

Diffusion des résultats

A.1 Articles dans revues à comité de lecture

- (A.1.1) **Froment, C.**, Auchère, F., Bocchialini, K., Buchlin, E., Guennou, C. and Solomon, J. Evidence for Evaporation-incomplete Condensation Cycles in Warm Solar Coronal Loops, *The Astrophysical Journal*, 807(2) :158, July 2015, [ADS link](#)
- (A.1.2) Auchère, F., **Froment, C.**, Bocchialini, K., Buchlin, E., and Solomon, J. On the Fourier and Wavelet Analysis of Solar Coronal Time-Series, *The Astrophysical Journal*, 825(2) :110, July 2016, [ADS link](#)
- (A.1.3) Auchère, F., **Froment, C.**, Bocchialini, K., Buchlin, E., and Solomon, J. Thermal Non-Equilibrium Revealed by Periodic Pulses of Random Amplitude in Solar Coronal Loops, *The Astrophysical Journal*, 2016, *accepté*
- (A.1.4) **Froment, C.**, Auchère, F., Aulanier, G, Mikić, Z., Bocchialini, K., Buchlin, E., and Solomon, J. Long-Period Intensity Pulsations in Coronal Loops Explained by Thermal Non-Equilibrium Cycles, *The Astrophysical Journal*, 2016, *soumis*
- (A.1.5) **Froment, C.**, Auchère, F., Mikić, Z., Aulanier, G, Bocchialini, K., Buchlin, E., and Solomon, J. On the occurrence of thermal non-equilibrium in coronal loops, *The Astrophysical Journal*, 2016, *en préparation*

A.2 Communications orales

- (A.2.1) **Froment, C.**, Auchère, F., Bocchialini, K., Buchlin, E., Guennou, C. and Solomon, J., Observations and possible interpretations of very long period intensity pulsations in solar coronal loops, *40th COSPAR Scientific Assembly*, 2-10 August **2014**, Moscow, Russia, [ADS link](#)
- (A.2.2) **Froment, C.**, Auchère, F., Bocchialini, K., Buchlin, E., Guennou, C. and Solomon, J., Observations and possible interpretations of very long period intensity pulsations in solar coronal loops, *14th European Solar Physics Meeting*, 8-12 September **2014**, Dublin, Ireland
- (A.2.3) **Froment, C.**, Auchère, F., Bocchialini, K., Buchlin, E., Guennou, C. and Solomon, J., Observations and possible interpretations of very long period intensity pulsations in solar coronal loops, *1st Solar Orbiter Summer School*, 22-26 September **2014**, L'Aquila, Italy
- (A.2.4) **Froment, C.**, Auchère, F., Bocchialini, K., Buchlin, E., Guennou, C., Solomon, J. and Aulanier, G, Evidence for a highly-stratified heating in coronal loops, *Coronal Loop Workshop VII*, 21-23 July **2015**, Cambridge, UK
- (A.2.5) **Froment, C.**, Auchère, F., Bocchialini, K., Buchlin, E., Guennou, C., Solomon, J. and Aulanier, G, Evidence for a highly-stratified heating in coronal loops, *Hinode 9*, 14-17 september **2015**, Belfast, UK



Activités diverses

Encadrement de stagiaires : encadrement d'un stage de niveau Licence 3 de deux étudiants du Magistère de Physique fondamental d'Orsay, Maxime Brunet et Adrien Partier, pendant l'été 2015.

Vulgarisation :

- Participation à la Fête de la Science, conférences grand public sur la Physique Solaire en 2014 et 2015
- Présentation des activités des doctorants de l'IAS dans le cadre des stages organisés pour des élèves de 3^{ème} et 2^{nde} en 2014, 2015 et 2016

Expertise d'un papier dans une revue à comité de lecture : expertise pour *Solar Physics* en 2016

Membre du conseil de l'OSUPS (Observatoire des Sciences de l'Univers Paris-Sud) : représentante doctorante pour deux ans : 2014-2015

C

Statistiques complètes des événements
AIA

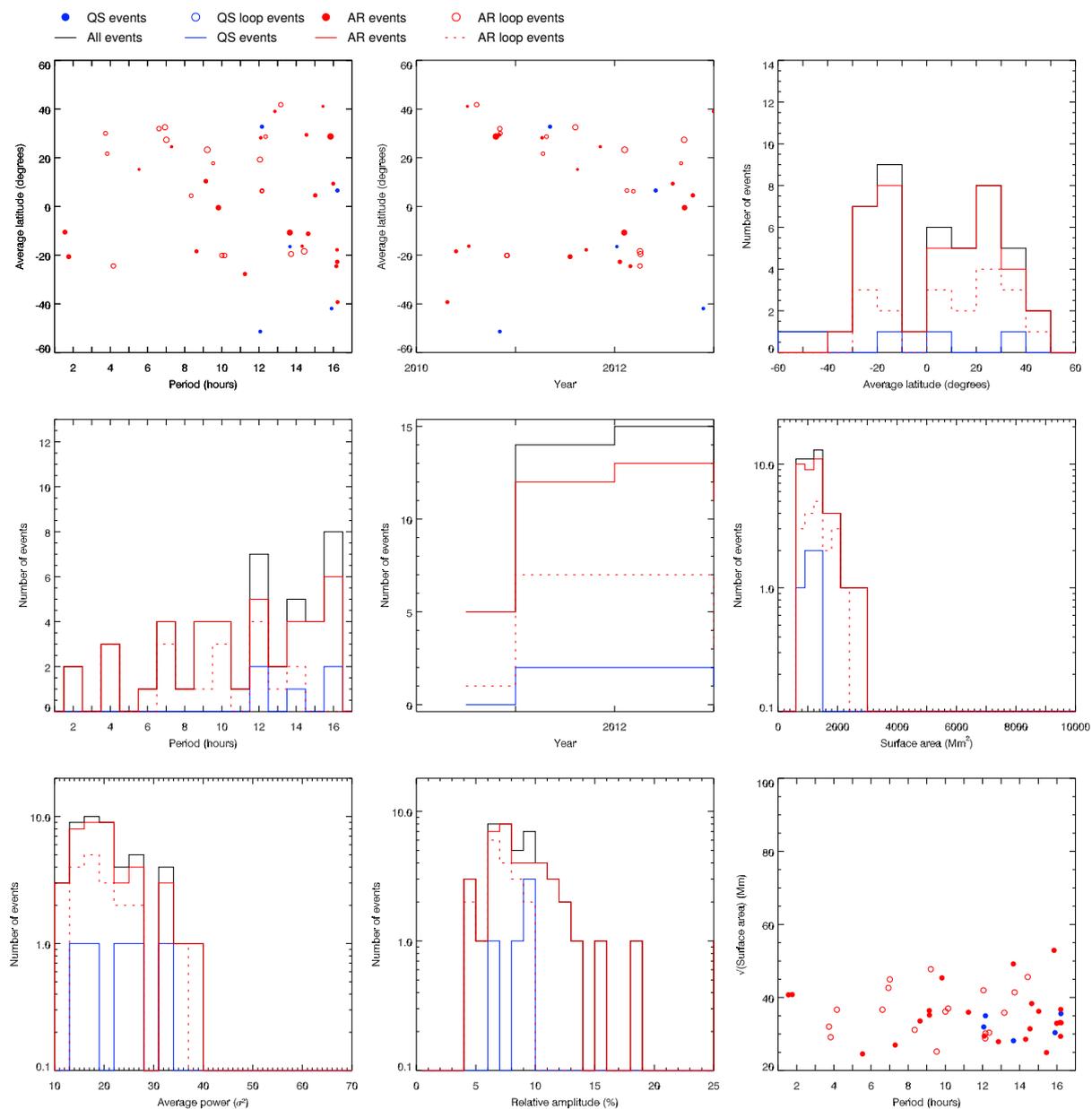


FIGURE C.1: Statistiques des détections dans la bande 94 Å d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement). Idem à la Figure 2.5.

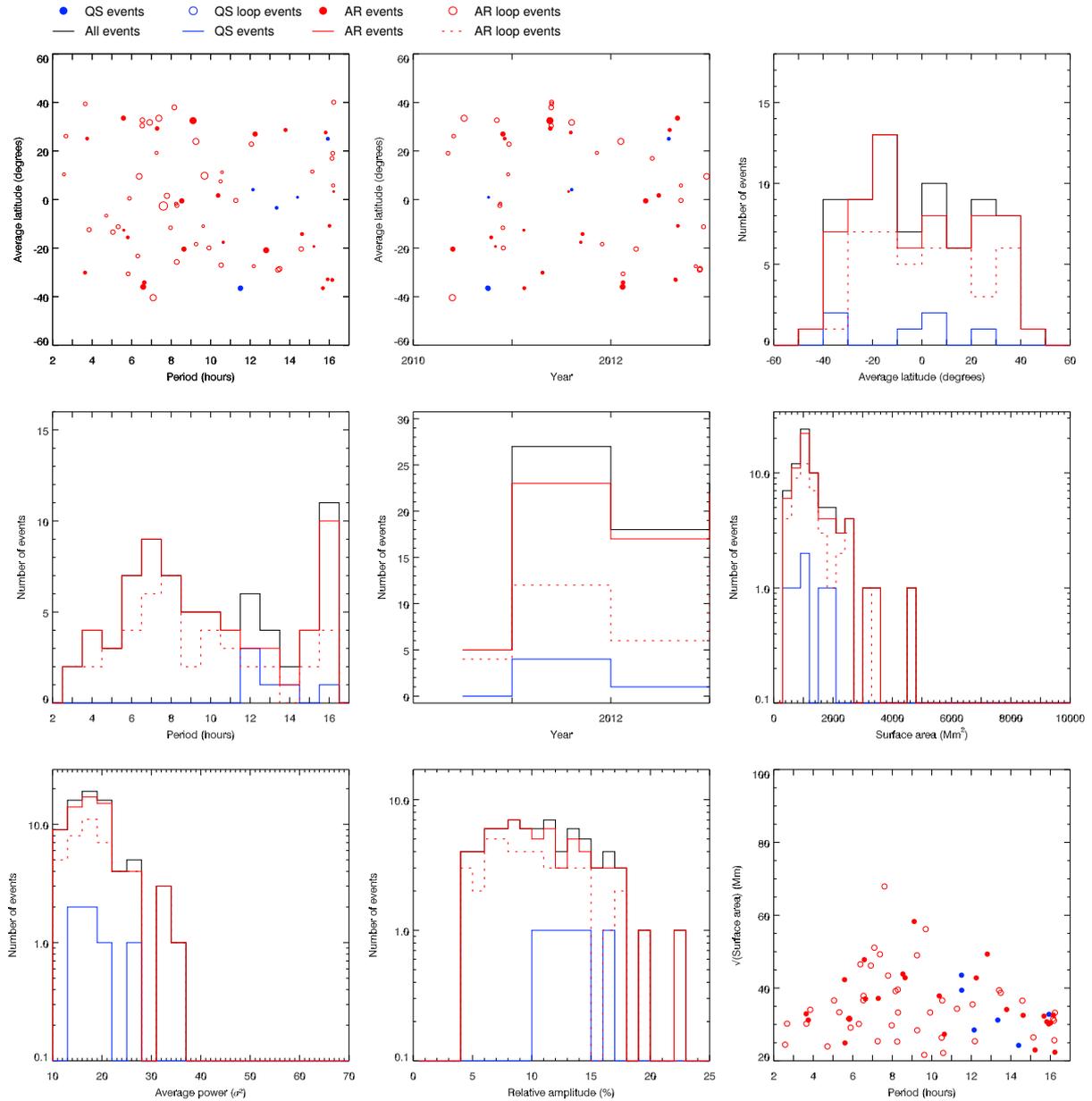


FIGURE C.2: Statistiques des détections dans la bande 131 Å d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement). Idem à la Figure 2.5.

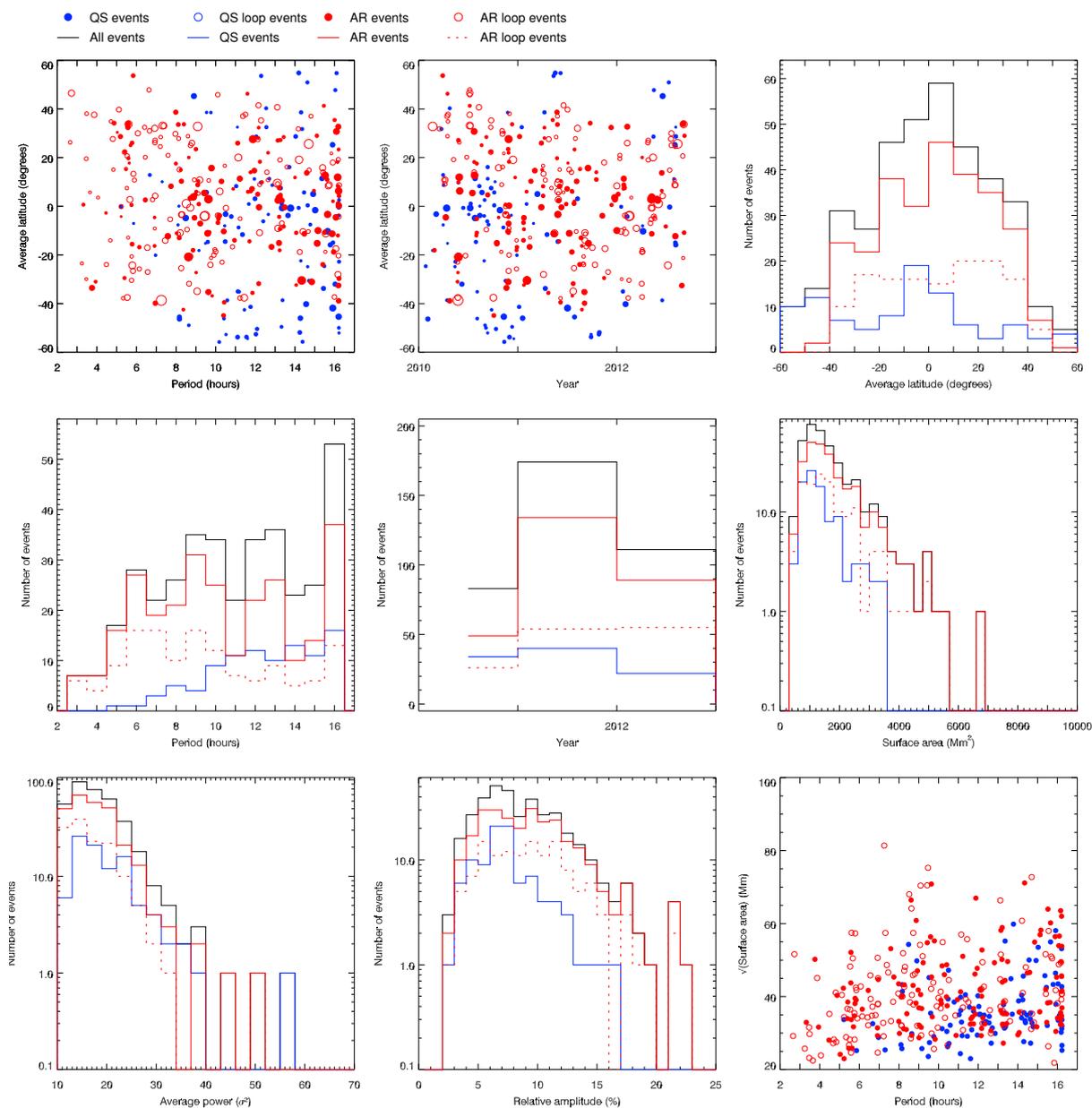


FIGURE C.3: Statistiques des détections dans la bande 171 Å d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement). Idem à la Figure 2.5.

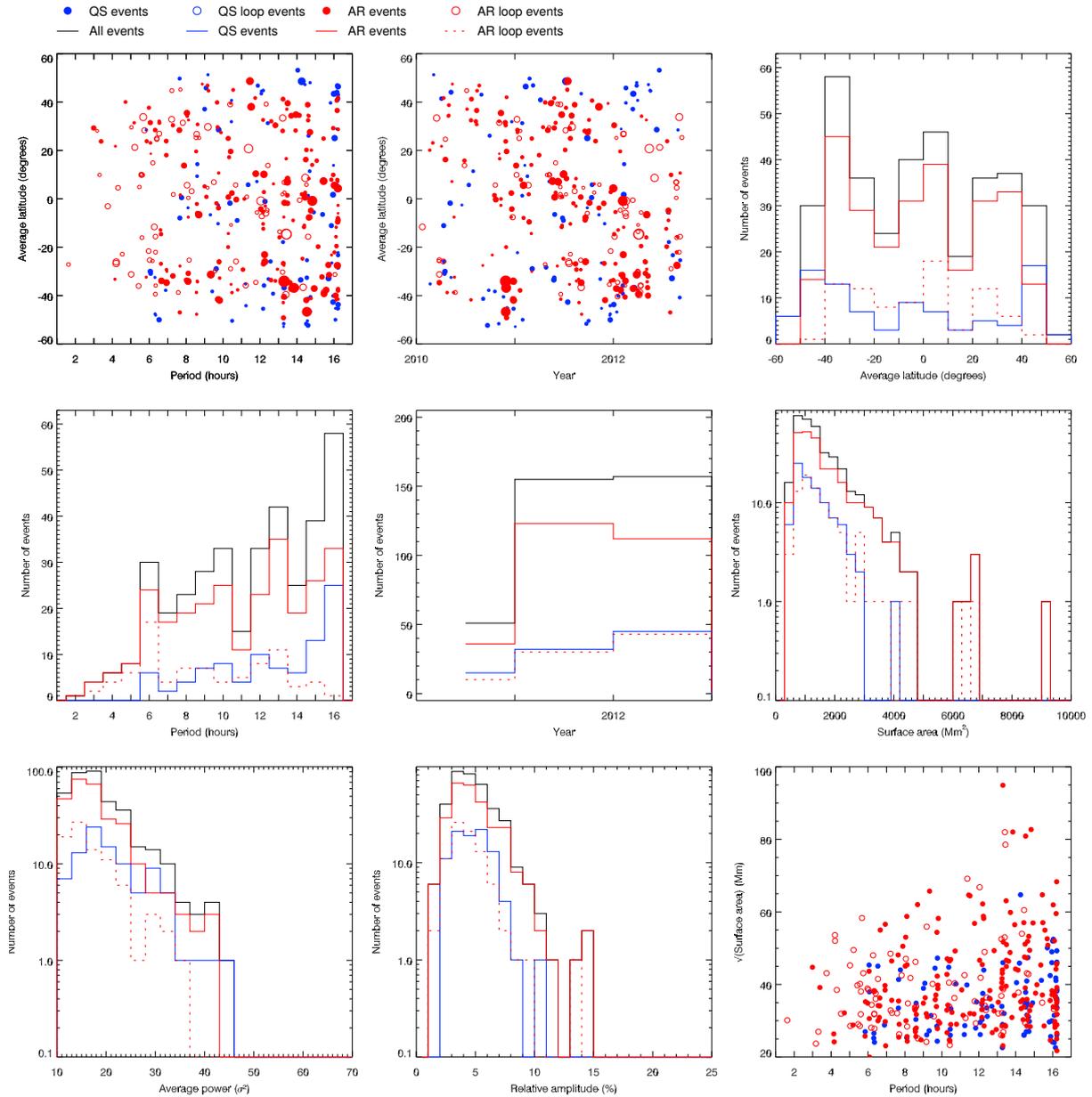


FIGURE C.4: Statistiques des détections dans la bande 211 Å d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement). Idem à la Figure 2.5.

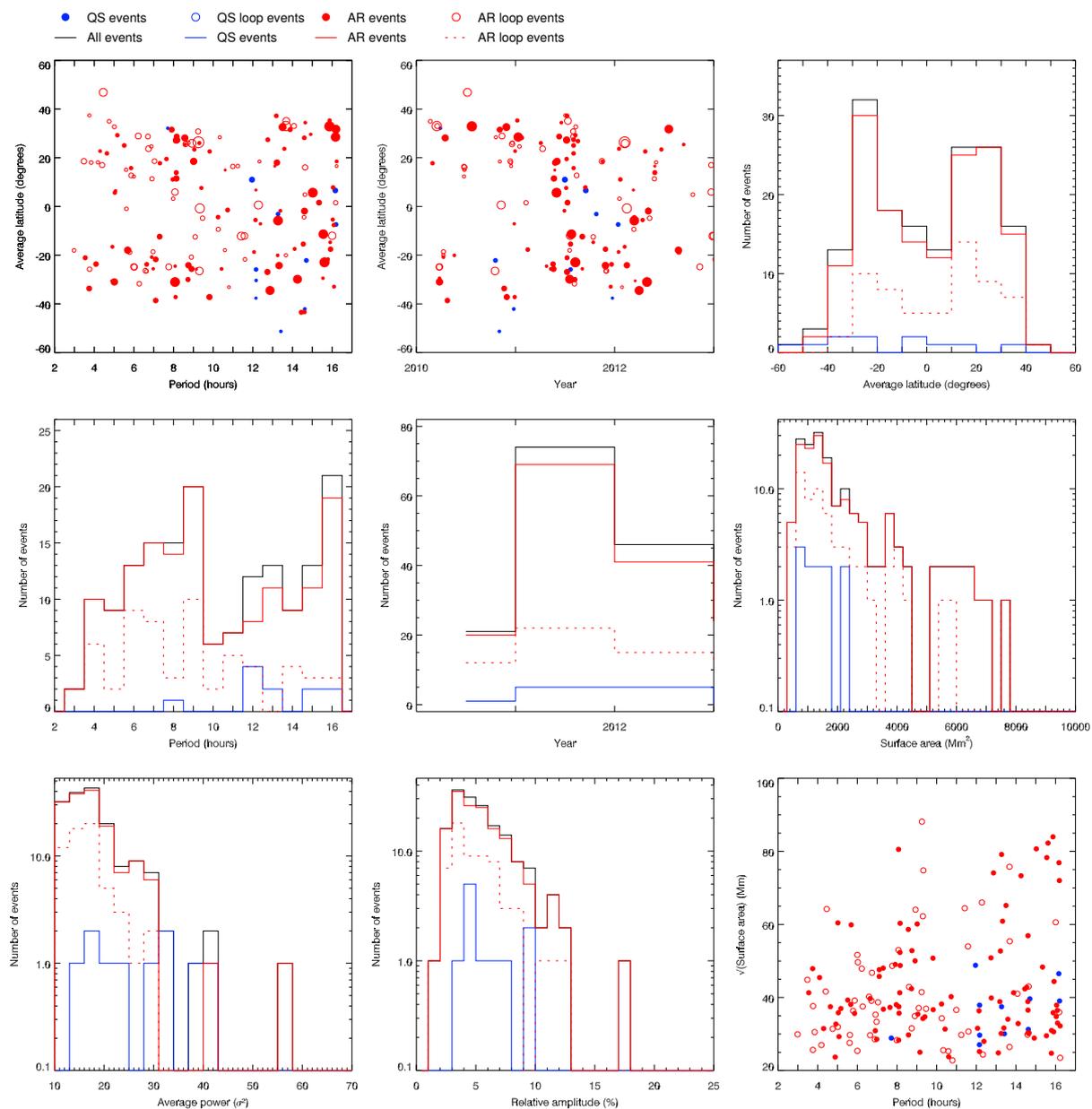


FIGURE C.5: Statistiques des détections dans la bande 335 Å d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement). Idem à la Figure 2.5.

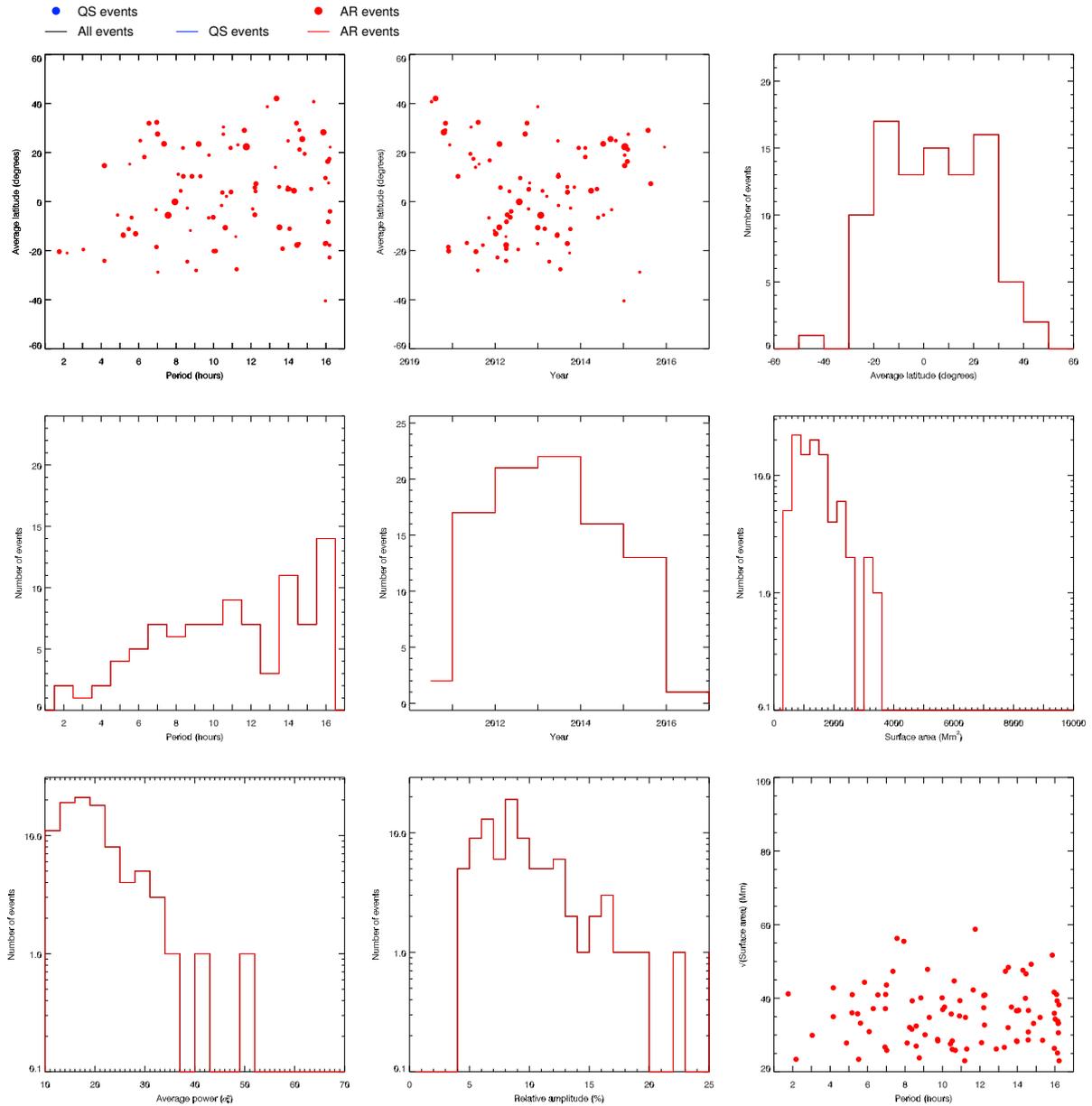


FIGURE C.6: Statistiques des détections dans la bande 94 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement). Idem à la Figure 2.5.

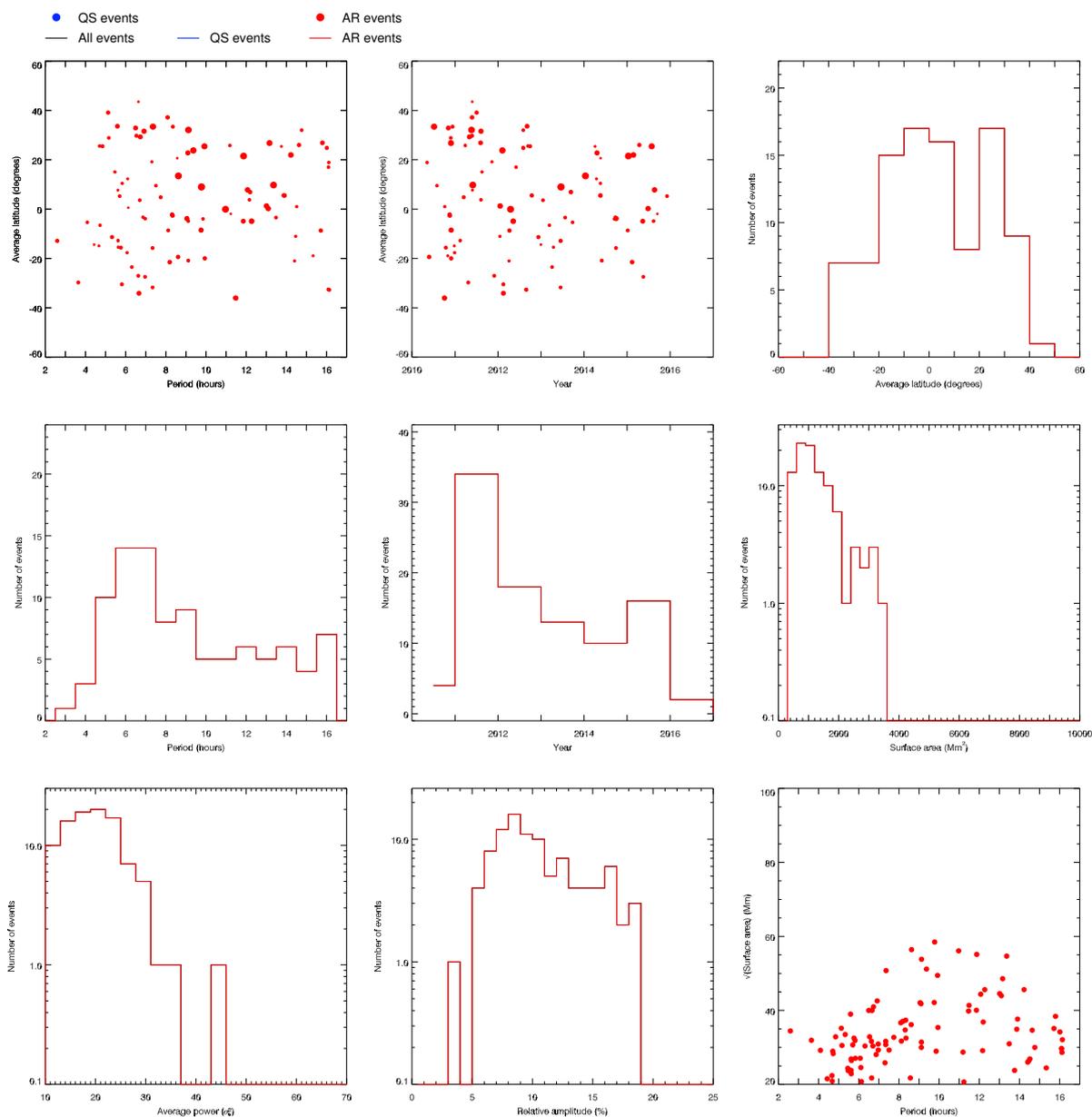


FIGURE C.7: Statistiques des détections dans la bande 131 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement). Idem à la Figure 2.5.

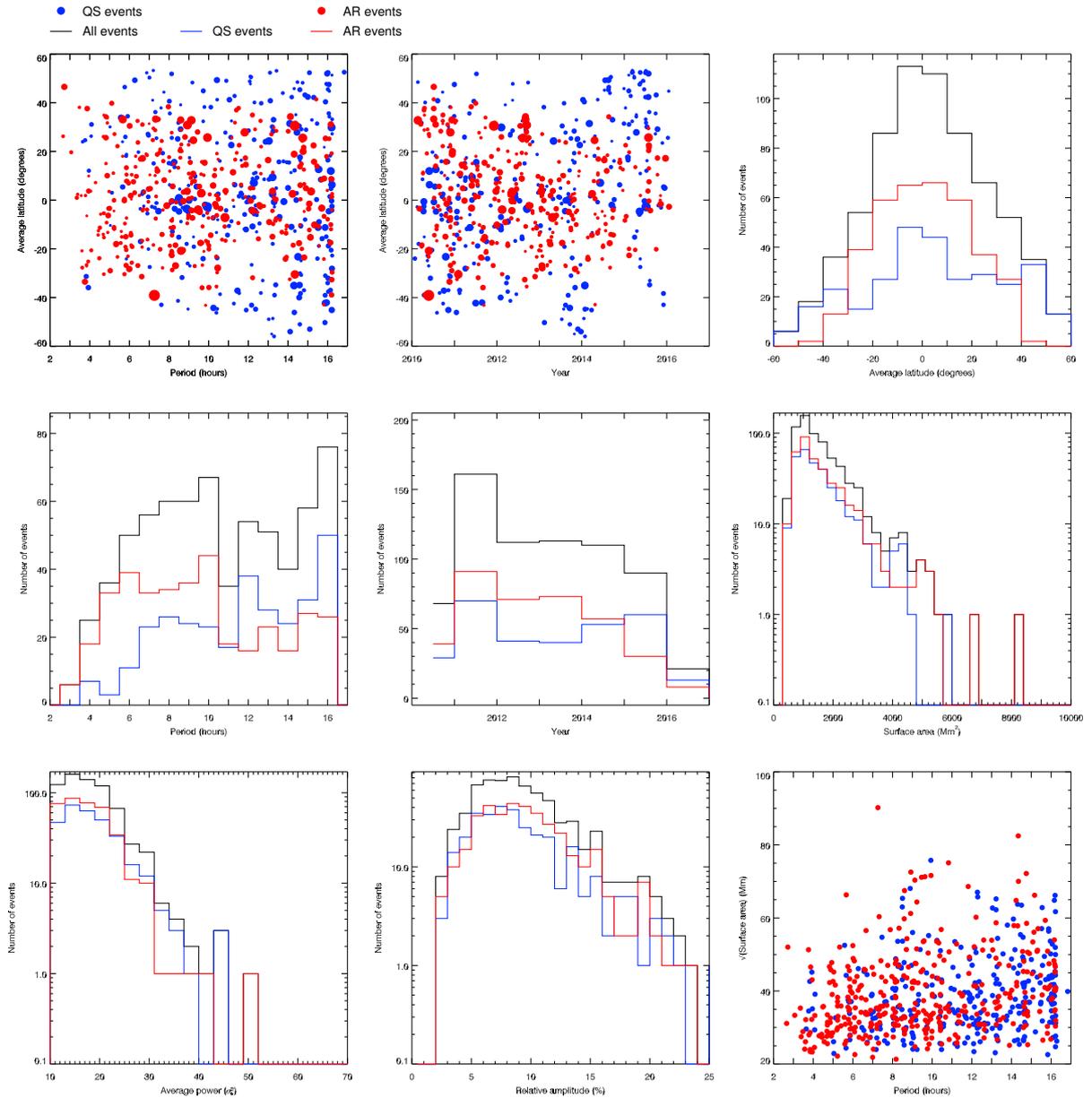


FIGURE C.8: Statistiques des détections dans la bande 171 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement). Idem à la Figure 2.5.

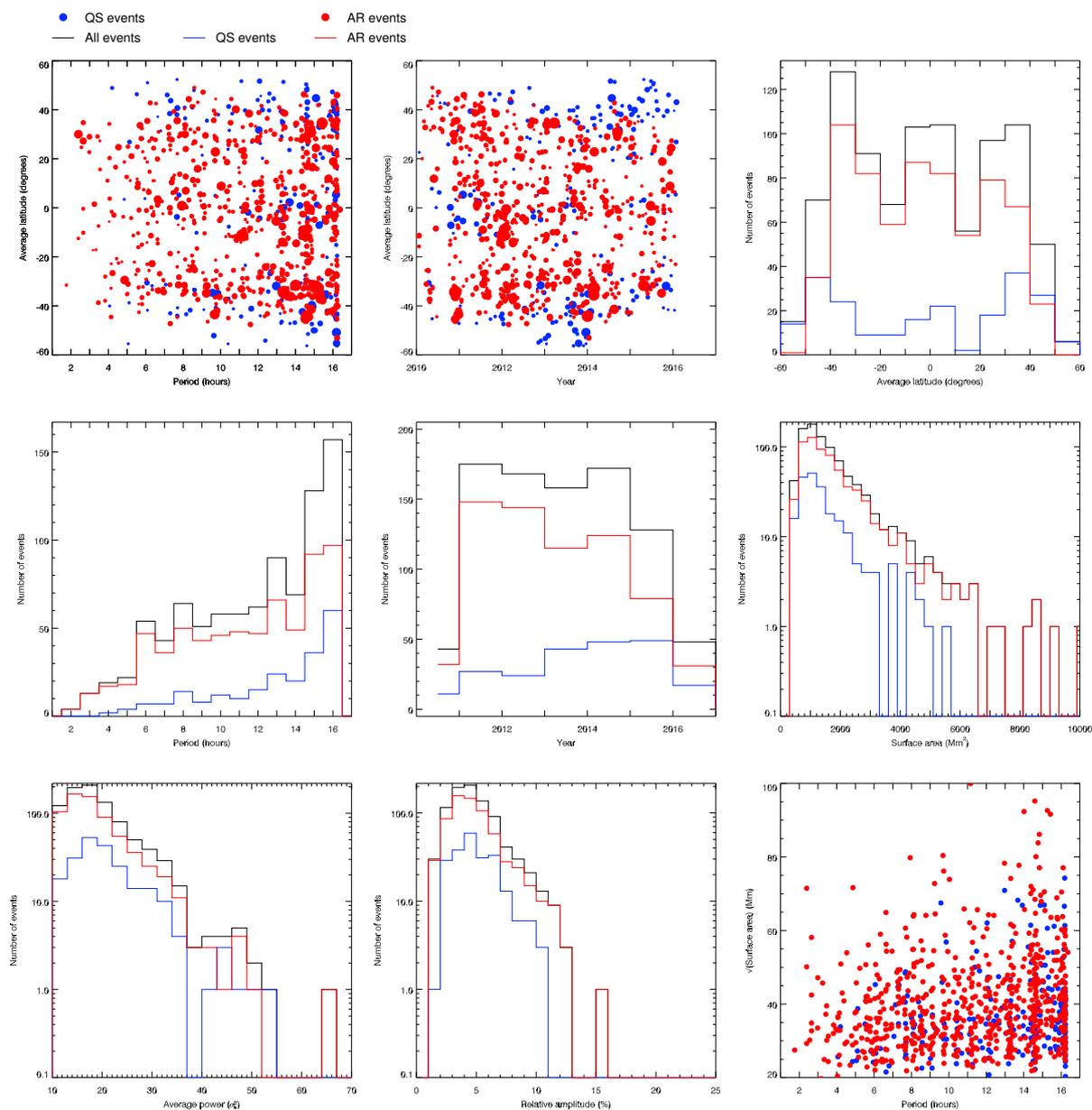


FIGURE C.9: Statistiques des détections dans la bande 211 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement). Idem à la Figure 2.5.

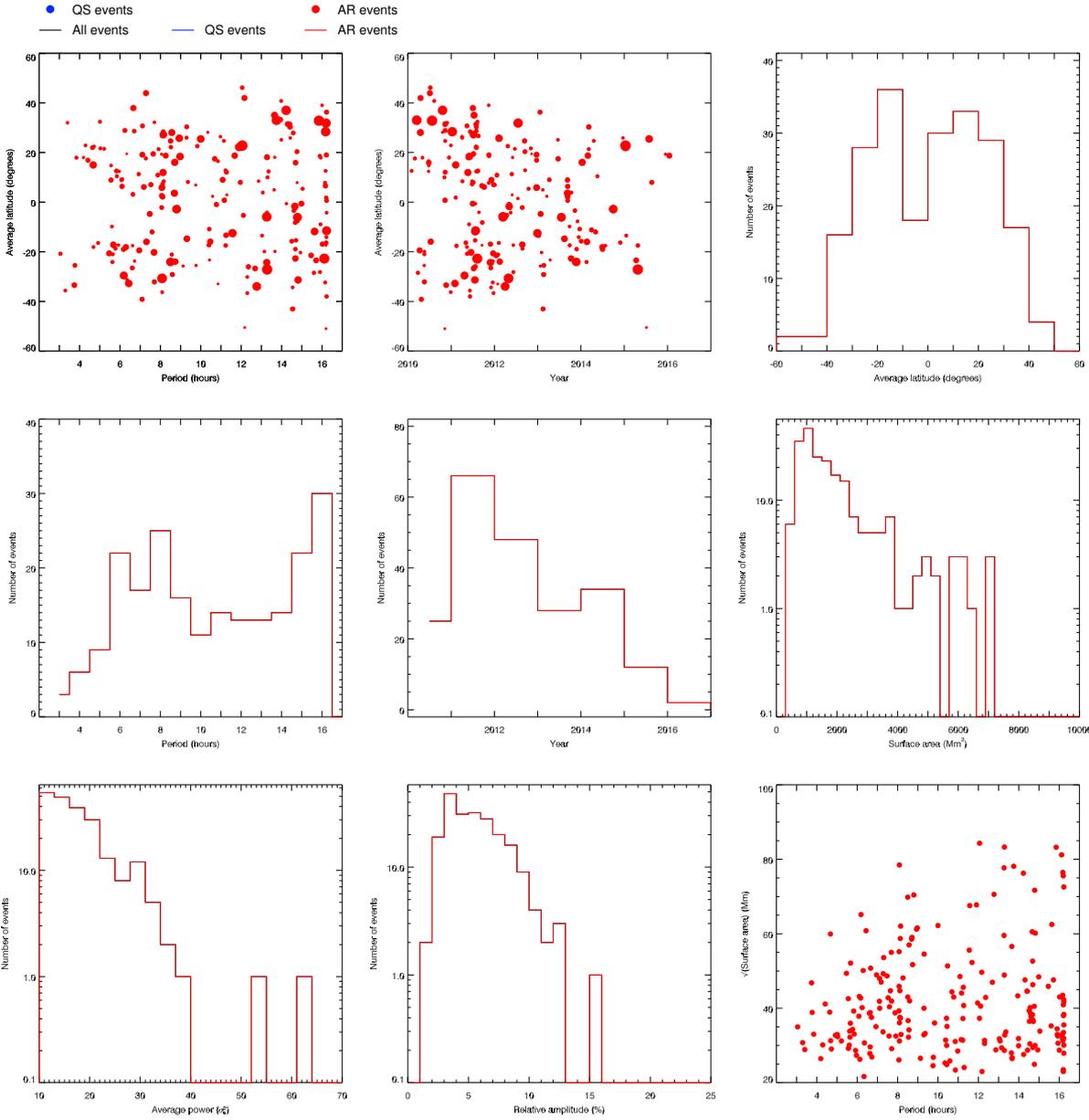


FIGURE C.10: Statistiques des détections dans la bande 335 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement). Idem à la Figure 2.5.

Table des figures

1.1	<i>Image composite de la couronne solaire dans les bandes 171 Å et 335 Å de l'imageur AIA du satellite SDO</i>	4
1.2	<i>Profils d'évolution de la température moyenne et de la densité moyenne dans l'atmosphère solaire</i>	5
1.3	<i>Les différentes étapes de résolution du problème du chauffage coronal, d'après Klimchuk (2006)</i>	6
1.4	<i>Perturbations Alfvéniques, d'après Parnell & De Moortel (2012)</i>	8
1.5	<i>Boucles coronales observées avec le satellite TRACE</i>	10
1.6	<i>Les différentes structures d'une région active</i>	11
1.7	<i>Schéma du "tressage" des tubes de flux du aux mouvements du plasma dans la photosphère et sous la surface, d'après Parker (1972)</i>	14
1.8	<i>Pertes radiatives $Q(T)$, d'après Rosner et al. (1978)</i>	17
1.9	<i>Observations de pluie coronale, d'après Antolin et al. (2015b)</i>	18
1.10	<i>Cycles de TNE avec des condensations dites "incomplètes" dans une simulation de boucle coronale (d'après Mikić et al. (2013))</i>	20
2.1	<i>Détection de pulsation d'intensité de longue période dans des boucles coronales avec SoHO/EIT, d'après Auchère et al. (2014)</i>	24
2.2	<i>Réponses en température de l'instrument AIA</i>	27
2.3	<i>Schéma des étapes du code de détection automatique de pulsations d'intensité</i>	28
2.4	<i>Exemple de sortie video du code de détection</i>	31
2.5	<i>Statistiques des détections dans la bande 193 Å d'AIA</i>	49
2.6	<i>Statistiques des détections dans la bande 195 Å d'EIT, d'après (Auchère et al. 2014)</i>	50
2.7	<i>Statistiques des détections dans la bande 193 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016</i>	53
2.8	<i>Détermination du seuil sur la valeur moyenne de l'intensité pour distinguer les événements AR/QS</i>	55
3.1	<i>Fonctions de réponse en température des six bandes coronales de l'instrument AIA, avec contribution des ions majoritaires</i>	64

3.2	Exemples de DEM avec le modèle de régions active (Guennou et al. 2013)	65
3.3	À gauche : décalages temporels observés entre les bandes 131 Å, 94 Å, 335 Å et 171 Å de SDO/AIA lors de petites éruptions solaires, d'après Warren et al. (2011). À droite : fonctions de réponse en température pour les six bandes coronales d'AIA (identique à la Figure 2.2). Les flèches numérotées indiquent l'ordre successif des pics de température atteints pour les bandes montrées dans la figure de gauche.	67
3.4	Carte de décalages temporels pour plusieurs paires de bandes spectrales, dans une région active observée avec SDO/AIA, d'après Viall & Klimchuk (2012)	69
3.5	Les trois cas de pulsations d'intensité de longue période dans des boucles étudiées en détail	71
3.6	Cas extrêmes de la forme de la DEM durant la séquence de l'événement 1 de Froment et al. (2015)	73
4.1	Extrapolation LFFF du cas 2	123
4.2	Extrapolation LFFF du cas 3	124
4.3	Les magnétogrammes HMI pour les trois régions étudiées	125
4.4	Relation entre la longueur des boucles et de la période de pulsation	128
4.5	Histogrammes des déviations standard de R_c (normalisées à \bar{R}_c) pour les trois cas	129
4.6	Perturbation de 10% de la longueur de la boucle entre une boucle demi-circulaire (en bleu) et une boucle asymétrique (en rouge), d'après Mikić et al. (2013, Figure 10)	130
4.7	Histogrammes des écarts entre la position du sommet des boucles par rapport à $s = 0.5 L$	131
4.8	Quelques exemples de lignes de champ de la population des boucles pulsantes du cas 1 qui présentent une déviation à un pied dans la gravité projetée	132
4.9	Histogrammes de l'aplatissement des lignes de champ magnétiques autour de leurs pieds	134
4.10	Quelques lignes de champ typiques qui correspondent à la population de boucles pulsantes et qui présentent un pied rasant	135
4.11	Evolution de la température d'une boucle avec une simulation hydrodynamique 1D (condensations incomplètes), d'après Mikić et al. (2013)	138
4.12	Evolution de la température d'une boucle avec une simulation hydrodynamique 1D (condensations complètes), d'après Mikić et al. (2013)	139
4.13	Point nul, adapté de Longcope (2005)	140
4.14	Bald patch, figure d'après Dalmasse (2014), elle même adaptée de Vekstein & Priest (1992)	140
4.15	Point nul et bald patch en trois dimensions, d'après Müller & Antiochos (2008)	141
4.16	Effet de la modification de la conductivité thermique classique (Spitzer) sur la région de transition, d'après Lionello et al. (2009)	161
4.17	Géométries des boucles utilisées en entrée des simulations hydrodynamiques 1D (balayage de l'espace des paramètres)	163

4.18	<i>Lignes de champ utilisées pour la géométrie de la boucle a et de la boucle c</i>	164
4.19	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle a (avec $H_1 = 3.2 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$)</i>	165
4.20	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle a (avec $H_1 = 6.4 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$)</i>	166
4.21	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle a (avec $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$)</i>	167
4.22	<i>Profils de chauffage $H(s)$ pour quatre simulations de la boucle a qui présentent des cycles de TNE</i>	168
4.23	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle a (avec $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$) sans l'astuce sur la région de transition</i>	171
4.24	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle b (avec $H_1 = 3.2 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$)</i>	173
4.25	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle c (avec $H_1 = 6.4 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$)</i>	174
4.26	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle c (avec $H_1 = 12.8 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$)</i>	175
4.27	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle c (avec $H_1 = 25.6 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$)</i>	176
4.28	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle c (avec $H_1 = 4.0 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$)</i>	177
4.29	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle c (avec $H_1 = 8.0 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$)</i>	178
4.30	<i>Balayage de l'espace des paramètres de la fonction $H(s)$ pour la boucle c (avec $H_1 = 16.0 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-3}$)</i>	179
C.1	<i>Statistiques des détections dans la bande 94 Å d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement)</i>	204
C.2	<i>Statistiques des détections dans la bande 131 Å d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement)</i>	205
C.3	<i>Statistiques des détections dans la bande 171 Å d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement)</i>	206
C.4	<i>Statistiques des détections dans la bande 211 Å d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement)</i>	207
C.5	<i>Statistiques des détections dans la bande 335 Å d'AIA, de mai 2010 à décembre 2012 (groupe de détections révisées manuellement)</i>	208
C.6	<i>Statistiques des détections dans la bande 94 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement)</i>	209
C.7	<i>Statistiques des détections dans la bande 131 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement)</i>	210
C.8	<i>Statistiques des détections dans la bande 171 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement)</i>	211
C.9	<i>Statistiques des détections dans la bande 211 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement)</i>	212
C.10	<i>Statistiques des détections dans la bande 335 Å d'AIA, de mai 2010 à mai 2016 (groupe de détections révisées automatiquement)</i>	213

Table des matières

<i>Remerciements</i>	iii
<i>Résumé</i>	v
<i>Abstract</i>	vi
1 Introduction	3
1.1 <i>Les mécanismes de chauffage de la couronne solaire</i>	4
1.1.1 <i>Le problème du chauffage coronal</i>	4
1.1.2 <i>Revue des différentes théories</i>	7
1.2 <i>Les boucles coronales</i>	9
1.2.1 <i>Propriétés générales : Qu'est-ce-qu'une boucle coronale ?</i>	9
1.2.2 <i>Dynamique des boucles : observations et simulations</i>	11
1.2.2.1 <i>Moyens d'étude - Diagnostics observationnels</i>	11
1.2.2.2 <i>Quelques propriétés observées des boucles</i>	13
1.2.2.3 <i>Simulations de boucles</i>	15
1.3 <i>Le thermal non-equilibrium (TNE)</i>	16
1.3.1 <i>La pluie coronale et les protubérances</i>	16
1.3.2 <i>Débat sur le chauffage très stratifié dans les boucles coronales</i> . . .	19
1.4 <i>Motivations</i>	20
2 Les pulsations d'intensité EUV de longue période, un phénomène commun dans la couronne solaire	23
2.1 <i>Les longues périodes parmi les périodes dans la couronne solaire</i>	23
2.2 <i>La détection de pulsations de longue période en intensité</i>	26
2.2.1 <i>Données utilisées</i>	26
2.2.2 <i>Description du code de détection utilisé</i>	27
2.2.2.1 <i>Construction des séquences à étudier</i>	27
2.2.2.2 <i>Analyse des cubes d'images dans l'espace de Fourier</i> . . .	30
2.2.2.3 <i>Visualisation des résultats</i>	31
2.2.3 <i>Étude de la robustesse d'une analyse de Fourier et en ondelettes de séries temporelles coronales</i>	32
2.2.3.1 <i>Détecter des pulsations périodiques proprement</i>	32

2.2.3.2	Article (A.1.2)	33
	(A.1.2) On the Fourier and Wavelet Analysis of Solar Coronal Time-Series	33
2.3	Statistiques des détections avec SDO/AIA	47
2.3.1	Présentation des résultats	47
2.3.1.1	Détections révisées manuellement (de mai 2010 à décembre 2012)	47
2.3.1.2	Détections révisées automatiquement (de mai 2010 à mai 2016)	52
2.3.2	Méthode de tri automatique des événements AR et QS	54
2.4	Conclusions	56
3	Analyse physique de boucles pulsantes en intensité et signatures de TNE	59
3.1	Méthodes de diagnostic du plasma	60
3.1.1	Mesure d'émission différentielle (DEM)	60
3.1.1.1	Emissions coronales et DEM	61
3.1.1.2	Incertitudes et limitations	63
3.1.1.3	Principe de l'inversion	63
3.1.1.4	Modèle de DEM pour les régions actives	65
3.1.2	Décalages temporels entre les variations d'intensité des bandes d'AIA	66
3.1.2.1	Le refroidissement généralisé des régions actives	66
3.1.2.2	Quelles informations sur les phases de chauffage et de refroidissement des boucles ?	68
3.1.2.3	Implémentation de la méthode	69
3.2	Signature de TNE dans des boucles coronales chaudes	70
3.2.1	Présentation des trois cas de pulsations dans des boucles sélectionnés	70
3.2.2	Analyse thermique des boucles pulsantes	71
3.2.3	Article (A.1.1)	74
	(A.1.1) Evidence for Evaporation-incomplete Condensation Cycles in Warm Solar Coronal Loops	74
3.3	Forme des spectres de puissance et TNE	98
3.3.1	Distinction entre des oscillations et des pulsations	98
3.3.2	Article (A.1.3)	99
	(A.1.3) Thermal Non-Equilibrium Revealed by Periodic Pulses of Random Amplitude in Solar Coronal Loops	99
3.4	Conclusions	114
4	Les propriétés des boucles favorisant le TNE	117
4.1	La géométrie des boucles pulsantes est-elle particulière ?	118
4.1.1	La géométrie des boucles via l'extrapolation du champ magnétique	118
4.1.1.1	Pourquoi faire des extrapolations du champ magnétique coronal ?	118
4.1.1.2	Principe des extrapolations et modèle du champ sans force linéaire	119

4.1.2	<i>Extrapolations du champ magnétique des trois régions d'étude des boucles pulsantes</i>	120
4.1.2.1	<i>Mise en forme des données pour le calcul</i>	121
4.1.2.2	<i>Présentation des extrapolations des trois régions</i>	121
4.1.2.3	<i>Discussion</i>	122
4.1.3	<i>Etude statistique des deux populations de boucles : les boucles pulsantes se distinguent-elles par leur géométrie ?</i>	122
4.1.3.1	<i>Construction des populations de boucles à étudier</i>	126
4.1.3.2	<i>Les paramètres géométriques explorés</i>	127
4.1.4	<i>Conclusions sur l'étude de la géométrie des boucles</i>	133
4.2	<i>Modélisation de TNE et correspondance avec les observations</i>	136
4.2.1	<i>Code hydrodynamique 1D utilisé et hypothèses de calcul</i>	136
4.2.2	<i>Topologie du champ B et indication de sites préférentiels de chauffage dans les observations</i>	139
4.2.3	<i>Article (A.1.4)</i>	141
	(A.1.4) Long-Period Intensity Pulsations in Coronal Loops Explained by Thermal Non-Equilibrium Cycles	141
4.2.4	<i>Discussion sur les limitations de l'étude des décalages temporels entre les bandes EUV</i>	157
4.3	<i>Sensibilité du TNE</i>	158
4.3.1	<i>Balayage de l'espace des paramètres des simulations</i>	158
4.3.1.1	<i>Paramètres explorés</i>	158
4.3.1.2	<i>Mise en place technique</i>	160
4.3.1.3	<i>Géométries de boucle utilisées</i>	162
4.3.1.4	<i>Espace des paramètres du chauffage exploré</i>	162
4.3.2	<i>Quelles conditions pour produire du TNE à condensations incomplètes ?</i>	180
4.4	<i>Conclusions</i>	181
5	<i>Conclusions & Perspectives</i>	183
	<i>Bibliographie</i>	189
A	<i>Diffusion des résultats</i>	199
A.1	<i>Articles dans revues à comité de lecture</i>	199
A.2	<i>Communications orales</i>	200
B	<i>Activités diverses</i>	201
C	<i>Statistiques complètes des événements AIA</i>	203
	<i>Table des figures</i>	217
	<i>Table des matières</i>	221

Titre : PULSATIONS D'INTENSITÉ DE LONGUE PÉRIODE : SIGNATURE DE LA STRATIFICATION ET DE LA FRÉQUENCE DU CHAUFFAGE DANS LES BOUCLES CORONALES SOLAIRES

Mots clés : Couronne Solaire - Boucles Coronales - Pulsations Périodiques - Chauffage Coronal - Plasma

Résumé :

Il a été découvert récemment que les pulsations d'intensité de longue période (entre 3 et 16 heures) sont très répandues dans la couronne solaire et en particulier dans les boucles coronales. Les processus de chauffage des boucles coronales, qui permettent de porter le plasma à des températures de l'ordre du million de degrés et de le maintenir confiné à ces températures, restent mal compris. Ces pulsations dans l'extrême ultraviolet amènent de nouvelles contraintes observationnelles pour les modèles de boucles coronales et par conséquent pour mieux comprendre leur dynamique et leur chauffage. Le thème central de cette thèse est l'exploration des origines physiques possibles pour ce phénomène.

J'ai dans un premier temps utilisé un code de détection, initialement développé pour les données de l'imagerie SoHO/EIT, sur l'archive de l'instrument SDO/AIA. J'ai pu détecter des milliers d'événements sur six ans de données, la moitié d'entre eux se concentrant dans des régions actives et environ la moitié encore de ces événements pouvant être clairement identifiés dans des boucles. Parmi ces milliers d'événements, j'ai sélectionné trois cas associés à des boucles, avec un signal de détection fort et permettant d'explorer une large gamme de périodes.

Grâce à l'utilisation des six bandes coronales d'AIA, j'ai pu dans un deuxième temps réaliser une analyse de la structure thermique de ces boucles *via* la reconstruction de la mesure d'émission différentielle (DEM, pour Differential Emission Measure) et l'étude des décalages temporels entre les intensités des six bandes. La température et la densité du plasma reconstruites évoluent de façon périodique avec un retard temporel entre ces deux quantités. Ce comportement, caractéristique de cycles d'évaporation et de condensation du plasma, m'a permis de rapprocher ces pulsations d'intensité à un phénomène bien connu dans les simulations numériques et pour des structures comme les protubérances et la pluie coronale : l'absence d'équilibre thermique ou *thermal non-equilibrium* (TNE). Une analyse des caractéristiques des spectres de puissances observés a permis par ailleurs de confirmer cette conclusion. Le TNE intervient lorsque le chauffage dans les boucles est stratifié en altitude, avec un chauffage plus important à basse altitude et lorsque le chauffage est quasi-constant. L'identification non ambiguë du TNE dans les boucles a donc des implications très importantes pour la compréhension du chauffage des boucles.

Dans un troisième temps, je me suis attachée à reproduire ces pulsations d'intensité par la simulation et à déterminer les propriétés intrinsèques des boucles qui favorisent l'apparition de ces cycles d'évolution dans certaines boucles. J'ai notamment utilisé des extrapolations du champ magnétique des trois régions étudiées en détail avec AIA, pour étudier la géométrie de boucles. Ces géométries ont ensuite été utilisées en entrée du code de simulation hydrodynamique 1D. J'ai alors balayé l'espace des paramètres des fonctions de chauffage utilisées et pu déterminer que les conditions d'apparition de cycles de TNE proviennent d'une combinaison de la géométrie de la boucle et des paramètres du chauffage (asymétrie et puissance). Ce qui explique que certaines boucles présentent des pulsations d'intensité et d'autres non. J'ai de plus étudié une simulation en particulier, dont les paramètres physiques du plasma sont proches de ceux observés pour un cas étudié avec AIA. Les intensités EUV alors simulées reproduisent bien celles observées. Le modèle étudié permet d'expliquer les pulsations observées en terme de cycles d'évaporation et de condensation.

Title : LONG-PERIOD INTENSITY PULSATIONS AS THE MANIFESTATION OF HEATING STRATIFICATION AND TIMESCALE IN SOLAR CORONAL LOOPS

Keywords : Solar Corona - Coronal Loops - Periodic Pulsations - Coronal Heating - Plasma

Abstract :

Long-period EUV intensity pulsations (periods from 3 to 16 hours) have been found recently to be very common in the solar corona and especially in coronal loops. The heating mechanism(s) of solar coronal loops that generate million-degree plasma and maintain it confined at this temperature remain unknown. These intensity pulsations (extreme ultraviolet) provide new constraints for loops models and thus to better understand coronal loops dynamics and heating. The central topic of this thesis is to explore the possible physical explanations for this phenomenon.

First, I used a detection code, initially developed for SoHO/EIT images, on the SDO/AIA archive. I detected thousands of events in the six years of data, half of them corresponding to active regions and about the half of whom are identified as corresponding to coronal loops. I selected three cases of long-period intensity pulsation events in loops, with a clear detection signal and allowing to scan different periods.

Second, using the six coronal channels of AIA, I made a detailed study of the thermal structure of these loops. I used both differential emission measure (DEM) reconstructions and an analysis of the time-lags between the intensities in the six channels. The temperature and the density are found to be periodic with a time delay between these two physical parameters of the plasma. This behavior is characteristic of evaporation and condensation cycles of the plasma and it allowed me to connect these intensity pulsations to *thermal non-equilibrium* (TNE), a well-know phenomenon in numerical simulations and for structures such as prominences and coronal rain. Moreover, an analysis based only on the shape of power spectra allowed to confirm this conclusion. TNE happens when the heating is highly-stratified (mainly concentrated at low altitudes) and quasi-constant. Unambiguous identification of TNE in coronal loops has thus important implications for understanding coronal heating.

Third, I aimed at reproducing the observed intensity pulsations by simulations and at determining the intrinsic properties of coronal loops that favor these particular cycles of evolution. I made extrapolations of the magnetic field for the three regions studied to determine the loops geometry. These geometries have been then used as inputs for 1D hydrodynamic simulations. I conducted a parameter space study that revealed that the TNE cycles occurrence is sensitive to a combination of the loop geometry and heating parameters (asymmetry and heating power). This allows me to explain why these pulsations are encountered in some loops but not in all. I studied one simulation in particular, matching the observed characteristics of the plasma evolution. I derived the corresponding AIA synthetic intensities which reproduced the main characteristics of the observed pulsations. This model allows me to explain the observed pulsations as evaporation and condensation cycles.