



HAL
open science

Environnement coronal des filaments quiescents et éruptifs : observations radio, EUV, et coronographiques.

Christophe Marqué

► **To cite this version:**

Christophe Marqué. Environnement coronal des filaments quiescents et éruptifs : observations radio, EUV, et coronographiques.. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2001. Français. NNT: . tel-00011487

HAL Id: tel-00011487

<https://theses.hal.science/tel-00011487>

Submitted on 29 Jan 2006

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.

Environnement coronal des filaments quiescents et éruptifs :

observations radio, EUV et coronographiques

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 18 décembre 2001

pour l'obtention du

**Grade de Docteur en Sciences de l'Université Pierre & Marie Curie
Paris VI**

(Spécialité Méthodes Instrumentales en Astrophysique et leurs Applications Spatiales)

par

Christophe MARQUÉ

Composition du jury

Président : Pierre Encrenaz
Rapporteurs : Jean-Louis Bougeret
Rainer Schwenn
Examineurs : Pascal Démoulin
Pierre Lantos (Directeur de thèse)
Philippe Lemaire
Jean-Claude Vial

Remerciements

Le travail de thèse est une course de fond dont on ne connaît ni le parcours ni le lieu d'arrivée. Je tiens en premier lieu à saluer mon directeur de thèse, Pierre Lantos, pour m'avoir accueilli pendant mon service militaire et proposé par la suite une thèse en radioastronomie solaire.

J'ai trouvé au sein du DASOP, et en particulier dans le groupe radio, la sympathie, l'amitié et les encouragements nécessaires à la réalisation de cette thèse. Merci donc, à Anne, Antoinette, Alain, Claude, Dominique, Gérard, Jean, Jeannine, Ludwig, Marie-Pierre, Monique P. et Monique S., Nicole et bien entendu Pierre ; une mention spéciale pour Antoinette pour son coup de main dans le dépouillement des données du RH, à Alain et Ludwig pour avoir patiemment supporté mes questions techniques ou physiques, et leur relecture attentive de plusieurs chapitres de mon manuscrit de thèse et de mes articles.

Ce mémoire s'appuie fortement sur les observations solaires, et donc sur le travail quotidien des équipes de Meudon : Frédéric, Guillaume, Isabelle, Patrick, Philippe, Régis, et de Nançay : Andrée, Bertrand, Philippe, et tous ceux qui s'occupent du RH.

J'ai eu accès, au cours de ce travail, aux données du satellite SOHO, notamment EIT, grâce à Jean-Pierre Delaboudinière, dont les remarques et les commentaires m'ont été utiles, et LASCO, par l'intermédiaire de Monique Pick.

Au démarrage de cette thèse, j'ai bénéficié des explications et des discussions de plusieurs personnes que je souhaite citer ici, Costas Alissandrakis, pionnier de la synthèse d'ouverture au sein du RH, Alain Coulais, son digne successeur et Jean-Marc Delouis, dont le travail de thèse a permis l'exploitation scientifique et technique du RH rénové.

Merci aux membres du Jury d'avoir pris le temps et accepté de juger ce travail, et ce malgré des emplois du temps que je sais extrêmement chargés.

J'ai eu la chance de rencontrer tout au long de mon parcours étudiantin des gens simplement formidables, dont l'amitié m'est précieuse : Julien (et Rim & Amir), Yann (et Mireille & Éloïse), Fufu & Madame Fufu, Dalmiro, Rodolphe, Alain & Eiko, Jean-Marc, Anne & Philippe, Gilles, Guillaume, Jorge, et toute la bande du DEA de l'IAP.

Enfin, j'ai eu le bonheur et la chance de grandir dans une famille qui m'a tout appris et notamment le goût d'apprendre et de découvrir ; à vous, mes parents, ma sœur et mon 'beauf', mes grands-parents, je dédie ce travail.

...
Le Soleil aime la Terre.
La Terre aime le Soleil
C'est comme ça.
Le reste ne nous regarde pas.
...
Jacques Prévert

Table des matières

Introduction	1
---------------------	----------

1 Imagerie radio

1.1	Introduction	3
1.2	Rappel historique	3
1.2.1	L'ère des pionniers	3
1.2.2	L'imagerie 2-D	6
1.3	Principes de base de l'imagerie radio	7
1.3.1	Relation entre visibilité et distribution de brillance	9
1.3.2	Définition du plan de Fourier	10
1.4	Application au radiohéliographe de Nançay	12
1.4.1	Présentation de l'instrument	12
1.4.2	Calcul de l'image radio	15
1.4.3	Synthèse d'ouverture	19
1.5	Conclusions	31

2 Émissions radio solaires métriques et décimétriques
--

2.1	Introduction	33
2.2	Émissions radio non thermiques	34
2.2.1	Mécanismes	34
2.2.2	Sursauts radio	36
2.3	L'émission thermique de la couronne solaire	38
2.3.1	Éléments généraux	38
2.3.2	Observations des structures de Soleil Calme dans le domaine métrique et décimétrique	39
2.3.3	Exemples d'observations radio et EUV	44

3**Présentation des filaments solaires**

3.1	Introduction	48
3.2	Présentation générale des filaments solaires	48
3.2.1	Aspects morphologiques	48
3.2.2	Environnement des filaments	49
3.2.3	Structure magnétique des filaments solaires	51
3.2.4	Interface filament couronne	55
3.3	Observations radio des filaments	57
3.3.1	Pourquoi observer en radio	57
3.3.2	Présentation des domaines spectraux d'observation	57

4**Contrepartie radio décimétrique des filaments quiescents**

4.1	Introduction	61
4.2	Les faits observationnels	63
4.2.1	L'échantillon	63
4.2.2	Dépressions radio associées aux filaments	63
4.2.3	Localisation des dépressions	64
4.2.4	Morphologie des filaments optiques associés à des dépressions radio	65
4.2.5	Association avec la ligne neutre photosphérique	66
4.2.6	Température de brillance dans les dépressions	69
4.2.7	Autres fréquences	71
4.2.8	Bilan des faits observationnels	72
4.3	Origine de la dépression radio	73
4.3.1	Observation d'un transit de filament quiescent et de sa cavité coronale	73
4.3.2	Rôle de la région de transition dans la dépression radio	77
4.4	Conclusion	81

5**Observations radio des éruptions de filaments**

5.1	Introduction	83
5.2	Éruptions de filaments et éjections de masse coronale	84
5.2.1	Propriétés générales	84
5.2.2	Signatures observationnelles	86
5.3	Événement du 02 septembre 1999	89
5.3.1	Observations	89

5.3.2	Discussion et interprétation	90
5.3.3	Article	92
5.4	Événement du 28 février 2001	102
5.4.1	Description de l'événement	102
5.4.2	Enseignements du diagnostic radio	104
5.4.3	Article	105
5.5	Événement du 21 mars 1999	115
5.6	Conclusion	116
	Conclusion	120
	Participation à des réunions scientifiques et publications	122
	Bibliographie	124

Introduction

Depuis la découverte des émissions radioélectriques solaires au cours de la seconde guerre mondiale, l'observation de la couronne par les instruments radio a révélé la richesse des processus physiques impliquant le champ magnétique au cours des événements éruptifs. Parallèlement, les observations du Soleil calme, à une, puis deux dimensions, ont mis en évidence les contreparties radio des structures à grande échelle, comme les trous coronaux, les jets coronaux, ou la ceinture de jets équatoriale.

Contribuant, depuis les années 70, à cet effort de recherche par des observations aux longueurs d'onde métriques et décimétriques, le Radiohéliographe de Nançay a été doté, en 1996, de capacités d'imagerie à deux dimensions. De manière unique, les observations radioastronomiques dans cette gamme de longueurs d'onde tracent à la fois le plasma thermique et les émissions sporadiques dues à des populations d'électrons non thermiques.

Grâce au radiohéliographe de Nançay rénové, Delouis (1999) avait mis en évidence, de manière fortuite, la première contrepartie radio d'un filament quiescent aux longueurs d'onde décimétriques. Les observations que j'ai effectuées par la suite ont confirmé cette découverte et constituent l'essentiel du travail présenté dans ce mémoire de thèse.

Les questions auxquelles j'essaie de répondre ici sont les suivantes :

- ▷ Sous quelle forme les filaments apparaissent-ils aux longueurs d'onde décimétriques et éventuellement métriques ?
- ▷ Quels sont les critères de visibilité ?
- ▷ Quels renseignements nous donnent ces observations radio sur l'environnement coronal des filaments ?

Jusqu'en 1996, la seule possibilité d'imagerie à deux dimensions avec le Radiohéliographe était la synthèse d'ouverture, mise au point pour l'instrument par Alissandrakis (1983). J'ai, pour ma part, développé une méthode de synthèse d'ouverture adaptée à l'ajout des harmoniques croisés entre les deux réseaux d'antennes qui constituent l'instrument. Par rapport aux nouvelles capacités d'imagerie 2-D instantanée, nous verrons que la synthèse d'ouverture reste un outil de choix dans l'observation des structures à faible contraste de la couronne solaire, et notamment des filaments.

L'étude menée sur les filaments solaires a permis, pour la première fois aux longueurs d'onde métriques et décimétriques, l'observation de Disparitions Brusques sous la forme d'émissions radio thermiques. Associés pour certains d'entre eux à des éjections de masse coronale, ces événements montrent la manière dont la couronne se restructure autour du site éruptif, et font le lien entre les observations sur le disque et celles à hautes altitudes, grâce aux données coronographiques. Les faibles émissions non thermiques, présentes au début de ces événements, permettent de les replacer dans le cadre de certains modèles théoriques développés dans la communauté solaire.

Ce travail de thèse bénéficie enfin d'un contexte observationnel extrêmement favorable, qui m'a permis d'utiliser pleinement, sur toute la période étudiée, un ensemble de données X, EUV et coronographiques, grâce aux satellites YOHKOH et SOHO. Il s'inscrit de fait dans l'effort international qui est mené pour mieux comprendre les interactions qui lient l'activité solaire à l'environnement spatial de la Terre.

Le plan de la thèse est le suivant : le premier chapitre rappelle les bases de l'imagerie radio et le développement de la méthode d'imagerie par synthèse d'ouverture. Le deuxième chapitre présente le diagnostic radio, et fait le point sur les observations de Soleil calme dans ce domaine. Il est suivi par une introduction générale aux filaments (chapitre trois), puis des deux chapitres observationnels, consacrés l'un aux filaments quiescents, et l'autre aux filaments éruptifs.

1

Imagerie radio

Contents

1.1	Introduction	3
1.2	Rappel historique	3
1.2.1	L'ère des pionniers	3
1.2.2	L'imagerie 2-D	6
1.3	Principes de base de l'imagerie radio	7
1.3.1	Relation entre visibilité et distribution de brillance	9
1.3.2	Définition du plan de Fourier	10
1.4	Application au radiohéliographe de Nançay	12
1.4.1	Présentation de l'instrument	12
1.4.2	Calcul de l'image radio	15
1.4.3	Synthèse d'ouverture	19
1.5	Conclusions	31

1.1 Introduction

Ce chapitre est une introduction à l'imagerie radio appliquée à l'étude de la couronne solaire et au radiohéliographe de Nançay rénové en 1996. Après un bref rappel historique, je présente les bases de l'imagerie par transformée de Fourier en instantané ainsi qu'en synthèse d'ouverture, dont j'ai développé les programmes incluant les harmoniques croisés. Leur apport dans la restitution des images de la couronne calme a permis la découverte et l'étude systématique de l'environnement coronal des filaments solaires, ce qui constitue le thème principal de ce mémoire de thèse.

1.2 Rappel historique

1.2.1 L'ère des pionniers

L'histoire de la radioastronomie solaire est intimement liée à celle de la radioastronomie en général, puisque mis à part les travaux originaux de Jansky, avant la seconde guerre mondiale, le Soleil fut le tout premier objet céleste étudié dans cette gamme de longueurs d'onde. Si l'on en croit l'un des pionniers de ce domaine (Christiansen, 1989), la raison en est la suivante : *“À Sydney et à Cambridge en Angleterre, les premières observations étaient solaires. Indubitablement cela*

résultait du manque d'astronomes dans ces deux équipes (sic). Les ingénieurs et les physiciens qui formaient chacun des deux groupes se sentaient plus à l'aise avec un objet familier, qui en plus de cette familiarité, avait le bon goût de n'être observable que pendant des heures de travail civilisées". Plus prosaïquement l'objet Soleil est un formidable émetteur radio qui ne nécessite pas une installation très sophistiquée pour être observé. Bien que des tentatives d'étude du Soleil avant guerre par Jansky à $\lambda \sim 14\text{m}$ aient échoué, certains indices laissaient supposer l'existence d'émissions radioélectriques d'origine solaire, comme l'expose Appleton (1945). Dès 1936 en effet, des radio amateurs mentionnent l'existence de parasites dans les transmissions précédant les coupures ionosphériques, associées à des éruptions en lumière blanche. Par la suite, en 1942, dans un rapport resté secret jusqu'à la fin du conflit, Hey décrit des émissions radioélectriques intenses et fluctuantes associées au transit d'un groupe de taches solaires (Hey, 1946; Hey et al., 1948). La première observation solaire publiée dans le domaine radio, provient d'une étude américaine réalisée par Reber (1944), à l'aide d'une antenne de 9.6 m de diamètre environ, à 160 MHz, uniquement orientable en déclinaison. Seule la rotation terrestre faisait passer devant l'instrument l'objet étudié, le Cygne, Cassiopée, le Grand Chien, la Poupe ou le Soleil. La figure 1.1 montre les enregistrements solaires. L'émission radioélectrique se présente sous la forme d'une augmentation de la tension en sortie du récepteur, à laquelle se rajoutent des pics d'émissions très étroits dus à l'électronique utilisée, ainsi que des émissions plus fortes et un peu plus longues provenant de la circulation automobile sur la route joutant l'antenne.

Les premières observations systématiques du Soleil ont commencé après la Seconde Guerre mondiale, avec la réforme du matériel de guerre. Entre 1946 et 1950 les grandes lignes sont déjà tracées. L'émission radio solaire se divise en trois composantes : l'une hautement variable associée à l'activité solaire, une seconde lentement variable liée aux régions actives (découverte par mesures d'éclipse), et une composante de Soleil calme qui varie sur des périodes de quelques mois à quelques années. La température de la couronne est estimée à 10^6 K (Pawsey, 1946), les orages de bruit, principale activité non thermique dans le domaine métrique, sont découverts par Allen (1947), tandis que l'invention des spectrographes permet progressivement d'explorer et de classer les sursauts radio observés (Wild et McCready, 1950).

L'interférométrie, utilisée pour retrouver la distribution de brillance du Soleil, commence dès le début des années 1950 avec les travaux de Stanier (1950) et Machin (1951). La figure 1.2 présente un essai de reconstruction de la distribution de brillance du Soleil calme (hors composante lentement variable) à partir d'observations 1-D réalisées alors que le nombre de Wolf était faible (O'Brien, 1953). Les mesures sont effectuées sur plusieurs jours, ce qui permet de déplacer les antennes pour changer l'orientation et les dimensions des lignes de bases vis-à-vis du Soleil.

Avec le développement continu d'instruments dédiés à l'observation du Soleil, la qualité et le nombre d'observations radio s'accroît grandement, ainsi que l'étendue du spectre exploré. Du domaine métrique et décimétrique des pionniers, la gamme de fréquences monte au cours des années 50 et 60 vers le domaine centimétrique court et millimétrique. Encore aujourd'hui subsistent trois grandes classes d'instruments solaires : les interféromètres/radiohéliographes faisant de l'imagerie, les spectrographes et les antennes à fréquence fixe. Le tableau 1.1, extrait d'une prospective par Bastian et al. (1999) résume l'état actuel des instruments purement solaires. Quelques télescopes tels que le VLA (Very Large Array) ou le GMRT (Giant Meter Radio Telescope, Inde) effectuent de manière occasionnelle des observations solaires.

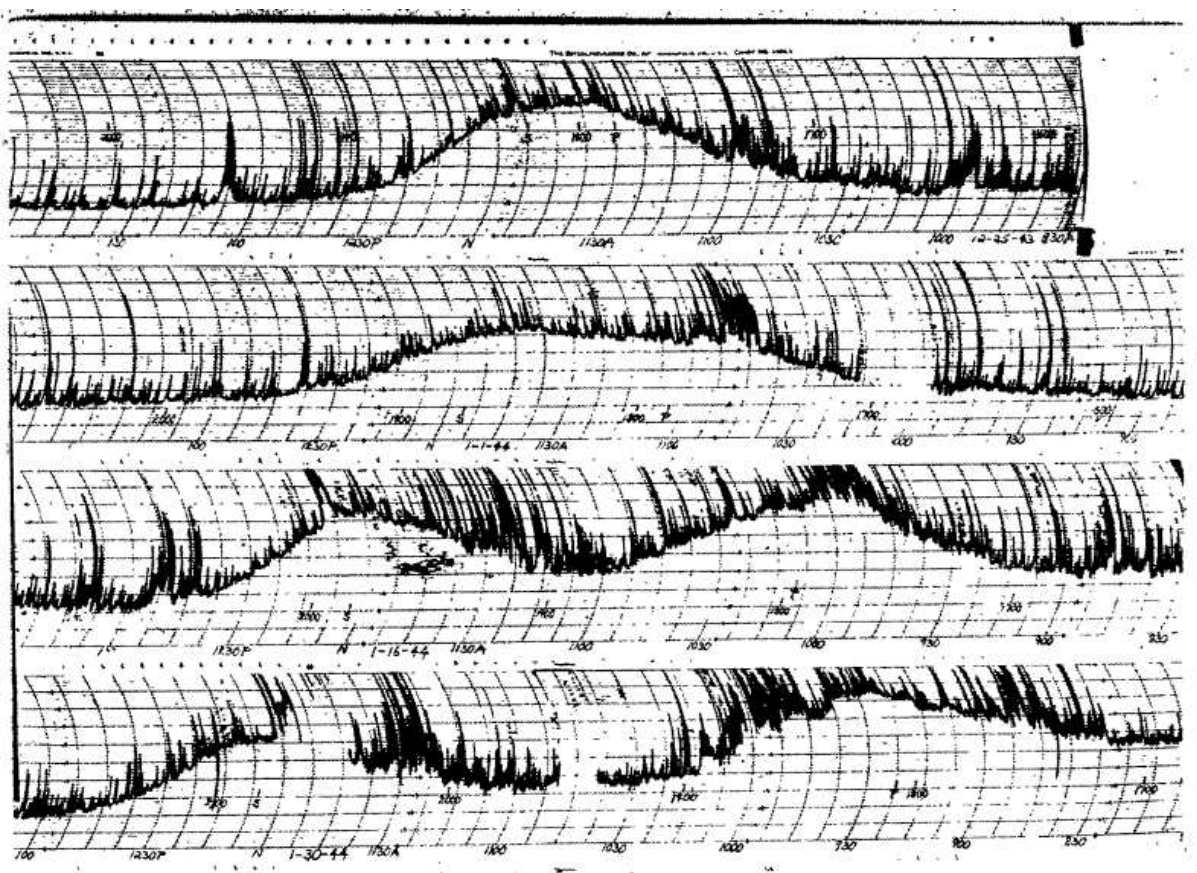


FIG. 1.1 – Premières observations radio solaires publiées, à 160 MHz. L'instrument n'est orientable qu'en déclinaison, et l'objet est étudié lors de son passage au méridien. D'après Reber (1944).

1.2.2 L'imagerie 2-D

L'imagerie radio, et notamment solaire, se base sur deux principes différents. Le premier, discuté dans ce travail de thèse, utilise la transformée de Fourier de la fonction de visibilité et sera expliqué plus en détail dans la suite de ce chapitre. La seconde méthode est un balayage par une antenne du disque solaire, ce qui permet de faire quelques cartes à deux dimensions par jour. Cette méthode est encore employée de nos jours (par exemple à Metsahovi), mais elle est, pour des raisons qui seront évoquées plus loin, réservée aux courtes longueurs d'onde.

Dans le domaine de la physique coronale, l'imagerie radio s'est développée autour de trois grands instruments : le radiohéliographe de Culgoora (1967-1984), de 80 à 327 MHz, celui de Clark Lake (1982-1987) de 15 à 125 MHz, et enfin, celui de Nançay (construit en 1976) entre 150 et 450 MHz. La figure 1.3 présente quelques exemples de radiohéliogrammes, essentiellement dans le domaine métrique et décimétrique. Comparée au domaine optique, la résolution de ces instruments semble relativement médiocre, néanmoins ils ont montré au cours de leur existence leur importance quant à la compréhension de l'activité sporadique de la couronne et des structures du Soleil calme. Les mécanismes d'émission radio liés à l'accélération de particules, ont permis à ces instruments la localisation des sites d'accélération d'électrons dans la couronne solaire. Par ailleurs, les observations du Soleil calme ont révélé les structures magnétiques à

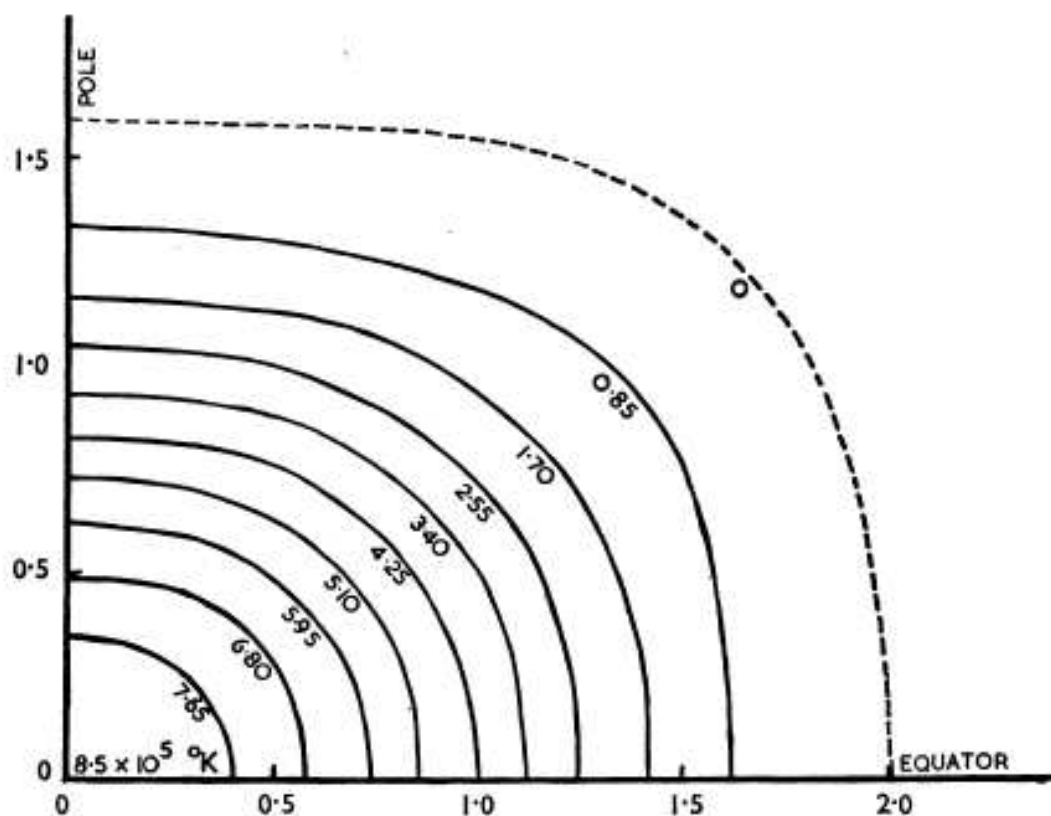


FIG. 6.—The distribution of "brightness" temperature, experiment 6, $\lambda = 1.4$ metres.
 Ordinates } Distance from centre of disk, with radius of photosphere R_0 as unit.
 Abscissae }

FIG. 1.2 – Une des premières tentatives de reconstruction de la distribution de brillance du Soleil à $\lambda = 1.4\text{m}$. D'après O'Brien (1953)

large échelle et permettent, dans les cas favorables, l'estimation de la densité électronique. Les principales caractéristiques de ces trois instruments sont résumées dans le tableau 1.2. Le radiohéliographe Japonais de Nobeyama étudie les structures liées à la chromosphère et à la région de transition chromosphère couronne, et travaille dans une gamme de fréquences beaucoup plus haute.

Le radiohéliographe de Nançay est donc à l'heure actuelle le seul instrument radio capable de faire de l'imagerie coronale dans une large gamme de fréquences et d'altitudes. L'instrument sera décrit plus en détail dans la suite de ce chapitre.

1.3 Principes de base de l'imagerie radio

Les aspirations scientifiques, qui réclament en astronomie une haute résolution angulaire, se heurtent toujours aux impératifs techniques. Dans le domaine radio, et plus récemment en infrarouge et en optique, le problème lié à l'imagerie d'une certaine distribution de brillance dans le ciel avec une résolution adaptée se pose de manière cruciale. Avec un instrument de diamètre D , et de longueur d'onde λ , on dispose d'une résolution angulaire proportionnelle à λ/D . Étudier

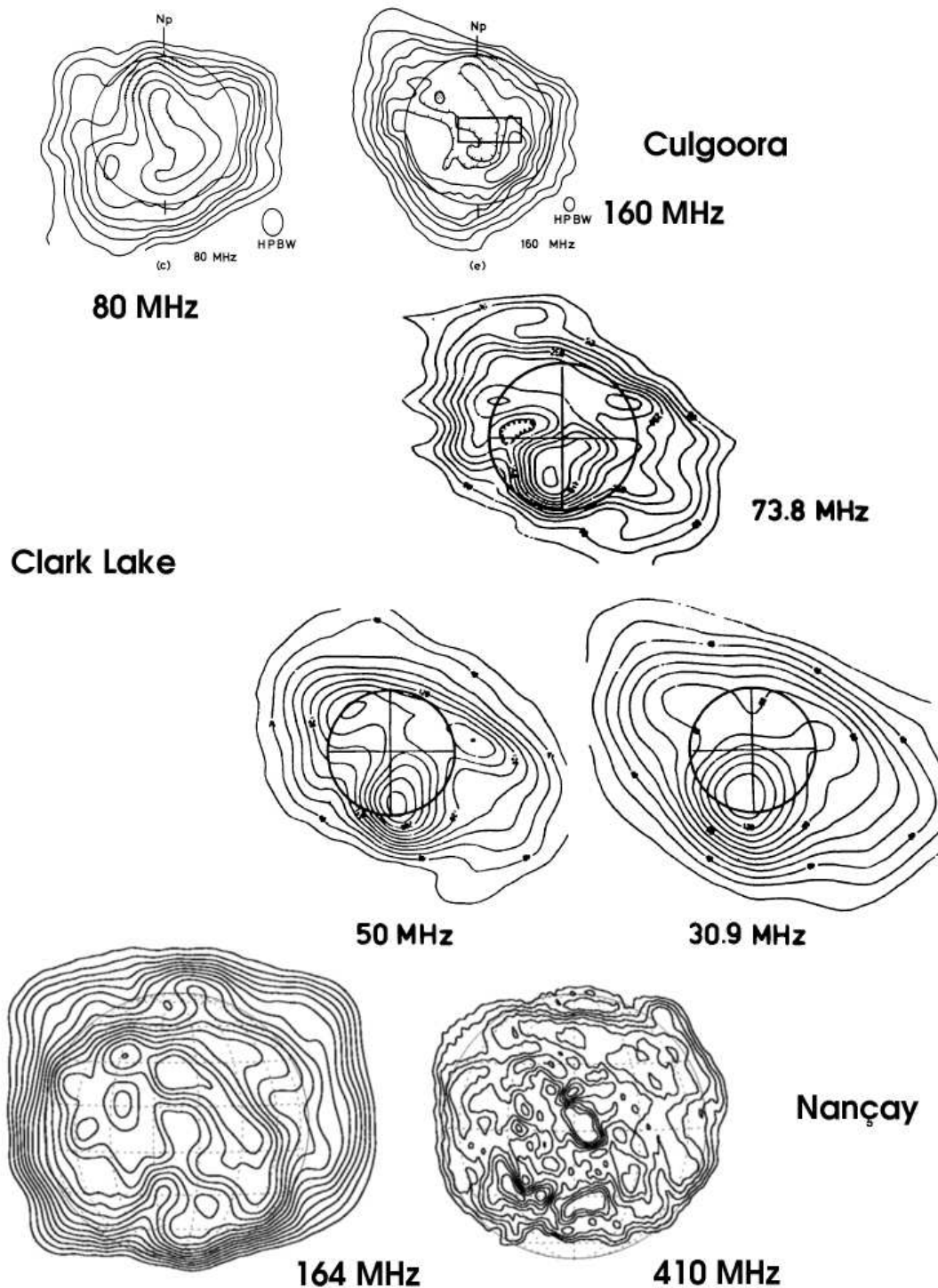


FIG. 1.3 – Illustration des capacités d'imagerie des trois radiohéliographes existant ou ayant existé. Première ligne : Cartes du radiohéliographe de Culgoora (Australie), le 21 août 1973, d'après Dulk et al. (1977). Cartes du centre : radiohéliogrammes du Soleil calme dans le domaine décimétrique le 3 juillet 1982 au Clark Lake Radio Observatory, d'après Lantos et al. (1987). Dernière ligne, radiohéliogrammes métriques et décimétriques obtenus par synthèse d'ouverture le 23 juin 1997 au Radiohéliographe de Nançay.

Instrument	Résolution	Gamme de fréquences	Type
Gauribidanur (Inde)	5'	40–150 MHz	Imagerie 2-D
Nançay (France)	min. d'arc	150–450 MHz	Imagerie 2-D
OVRO (États-Unis)	9"-5"	1–18 GHz	Spectro imagerie 2-D
SSRT (Russie)	20"	6 GHz	Imagerie 1-D/2-D
Nobeyama (Japon)	10" & 5"	17 & 34 GHz	Imagerie 2-D
RATAN-600 (Russie)	24"-15"	1–20 GHz	Pinceau 1-D
Metsahovi (Finlande)	4' & 1'	22 & 37 & 90 GHz	Antenne
Itapetinga (Brésil)	2'	48 GHz	Antenne multi lobes
SST (Argentine)	3' & 1'	212 & 410 GHz	Antenne multi lobes
Bruny Island (Australie)		3–20 MHz	Spectrographe
Culgoora (Australie)		18–1800 MHz	Spectrographe
Nançay (France)		25–75 MHz	Spectrographe
Izmiran (Russie)		25–260 MHz	Spectrographe
Hiraiso (Japon)		25–2500 MHz	Spectrographe
Tremsdorf (RFA)		40–800 MHz	Spectrographe
ARTEMIS (Grèce)		100–469 MHz	Spectrographe
ETH (Suisse)		0.1–8 GHz	Spectrographe
Espiunica (Portugal)		150–650 MHz	Spectrographe
Beijing (Chine)		0.7–7.3 GHz	Spectrographe
Ondrejov (République Tchèque)		0.8–4.5 GHz	Spectrographe
Hiraiso (Japon)		200–2800 MHz	3 polarimètres
Triestre (Italie)		237–2695 MHz	2 polarimètres
Cracovie (Pologne)		410–1450 MHz	6 polarimètres
Nobeyama (Japon)		1–86 GHz	7 polarimètres
DRAO (Canada)		2.8 GHz	Polarimètre

TAB. 1.1 – Principaux instruments solaires radio. Le premier groupe rassemble les imageurs, le deuxième, les spectrographes, et le troisième les routines de flux à fréquences fixes. D'après Bastian et al. (1999)

Culgoora [†]	Réseau circulaire $\emptyset = 3\text{km}$, 96 antennes paraboloides $\emptyset = 13\text{m}$ (80-160-327 MHz) +réseau intérieur de $\emptyset = 2.77\text{km}$ 48 cornets (43.25 MHz)
Résolution	7.5' à 0.93 '
Clark Lake [†]	Réseau en T de 3 par 1.8 km 720 antennes spirales (25–75 MHz)
Résolution	20' à 2.7'
Nançay	Réseau en T de 3.2 par 2.4 km 44 antennes paraboloides (150–450 MHz)
Résolution	3' à 30 "

TAB. 1.2 – Caractéristiques sommaires des radiohéliographes dédiés à la couronne solaire. D'après Labrum (1985); Erickson et al. (1982); Kerdraon et Delouis (1997). † : fermé

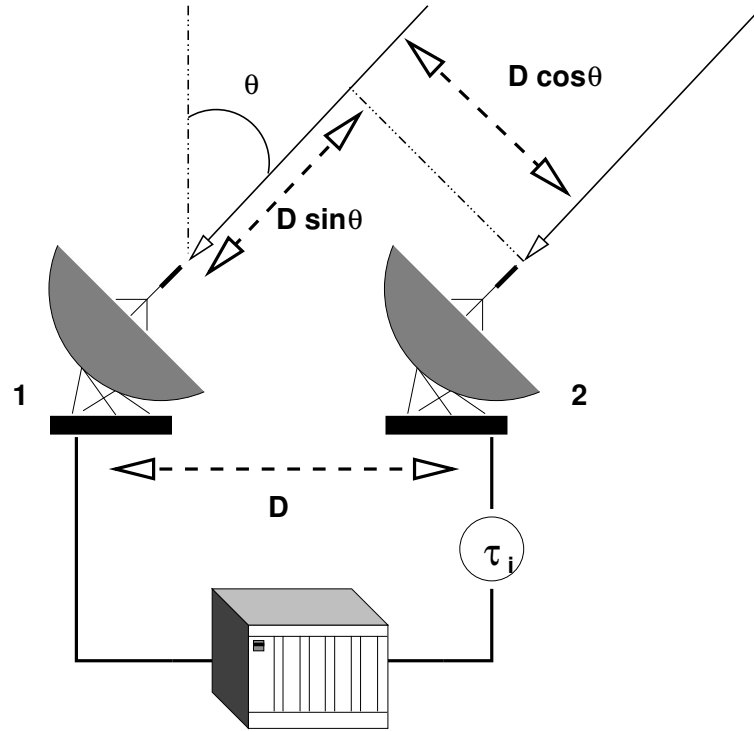


FIG. 1.4 – Représentation schématique du principe de l'interférométrie à deux antennes

à des longueurs d'ondes métriques un objet comme le Soleil, de diamètre angulaire $32'$, avec une résolution acceptable ($\sim 1'$), nécessite un instrument dont les dimensions avoisinent $\sim 3500\text{m}$; l'interférométrie s'est très vite imposée comme la seule solution possible.

La première expérience astronomique d'interférométrie eut lieu cependant dans le domaine visible. Le 13 décembre 1920, Michelson et Pease (1921) mesurèrent le diamètre de l'étoile α *Orionis* (Bételgeuse), en utilisant un système interférométrique monté sur le télescope de 2.5 m de diamètre du Mont Wilson, et démontrèrent par là même, la faisabilité et l'utilité de cette technique. Ils employèrent également la notion de visibilité des franges qui est l'un des principes fondamentaux de l'imagerie par transformée de Fourier.

1.3.1 Relation entre visibilité et distribution de brillance

Reprenant le concept de visibilité employé par Michelson, on peut définir mathématiquement cette grandeur de la manière suivante. Soient deux antennes de même diamètre **1** et **2** et fournissant en sortie des tensions $V_1(t)$ et $V_2(t)$ (voir Fig. 1.4). La visibilité \mathcal{V} est la mesure de la corrélation entre les deux signaux V_1 et V_2 , et elle est liée au degré de cohérence complexe par la relation suivante (Léna, 1986) :

$$\mathcal{V} = |\gamma_{12}(\tau)| = \left| \frac{\langle V_1(t)V_2^*(t+\tau) \rangle}{\sqrt{\langle V_1(t)V_1^*(t) \rangle \langle V_2(t)V_2^*(t) \rangle}} \right| \quad (1.1)$$

Considérons dans un premier temps le cas d'une source ponctuelle monochromatique d'intensité A^2 . Le signal au niveau de l'antenne **1**, grandeur réelle, est reçu avec un retard géométrique

$\tau = \frac{D}{c} \sin \theta$. La corrélation γ s'exprime alors :

$$\gamma = \langle V_1(t)V_2(t + \tau) \rangle = A^2 \langle \sin(2\pi\nu t) \sin(2\pi\nu(t + \tau)) \rangle \quad (1.2)$$

La valeur moyenne temporelle vaut :

$$\gamma = A^2 \cos(2\pi\nu\tau) \quad (1.3)$$

L'introduction dans le circuit d'un déphasage de $\pi/2$ permet de calculer la grandeur : $\gamma' = A^2 \sin(2\pi\nu\tau)$ et de travailler en valeurs complexes. On peut alors récrire γ sous la forme suivante :

$$\gamma = A^2 e^{2i\pi\nu \frac{D}{c} \sin \theta} \quad (1.4)$$

De manière concrète, cette équation doit être modifiée pour tenir compte des effets instrumentaux liés à la bande passante de l'électronique ainsi qu'au lobe moyen des deux antennes de l'interféromètre, qui vont mathématiquement convoluer la fonction γ obtenue précédemment. Par souci de simplification, ces problèmes sont négligés dans cet exposé.

Si la source observée n'est plus ponctuelle, mais présente comme le Soleil, une distribution de brillance $I(\vec{\theta})$, l'équation précédente s'écrit alors :

$$\gamma = \int_{source} I(\vec{\theta}) e^{\frac{2i\pi}{\lambda} \vec{R} \cdot \vec{\theta}} d\vec{\theta} \quad (1.5)$$

Le vecteur \vec{R} représente les coordonnées de la ligne de base de l'interféromètre à deux antennes. Chaque mesure faite pour une valeur \vec{R} différente, soit en bougeant les antennes, soit en considérant un réseau d'antennes de distances variables, donne un point de mesure de la quantité γ . La grandeur γ est, à un facteur près, égale à la visibilité telle qu'elle a été définie plus haut ; elle est donc proportionnelle à la transformée de Fourier de la distribution de brillance dans le ciel. Cette relation, qui constitue le théorème de Zernike–Von Cittert, est la base de la méthode d'imagerie par synthèse d'ouverture. En reprenant l'équation 1.5, la distribution de brillance I se retrouve par transformée de Fourier inverse :

$$I(\vec{\theta}) \propto \int \gamma(\vec{R}') e^{-2\pi i \vec{\theta} \cdot \vec{R}'} d\vec{R}' \quad (1.6)$$

$$\text{et } \vec{R}' = \frac{\vec{R}}{\lambda}$$

Une distribution de brillance à deux dimensions peut être restituée si la mesure de la visibilité se fait sur un plan, et non plus sur une droite. Pour cela, on utilise soit la rotation de la Terre, pour faire tourner le réseau à une dimension vis-à-vis de l'objet étudié, soit un réseau d'antennes lui-même à deux dimensions, soit encore une combinaison des deux.

1.3.2 Définition du plan de Fourier

Dans le système de coordonnées présenté dans la section précédente, on peut exprimer la visibilité en fonction de trois composantes : $\mathcal{V}(u, v, w)$. Les variables u et v définissent un plan perpendiculaire à la ligne de visée entre l'instrument et l'objet, dont les coordonnées sont exprimées dans les systèmes classiques en astronomie, (α, δ) , ou (H, δ) . Ce plan est le plan de Fourier. Dans le cas où le champ observé est de faible extension angulaire comparé au champ de vue d'une seule antenne, la visibilité ne dépend plus que des deux variables u et v . Une composante w_0 est alors prise comme référence et centre de phase, dans la direction de la source, et généralement au centre de la distribution de brillance observée. On soustrait w_0 de la phase w au cours de

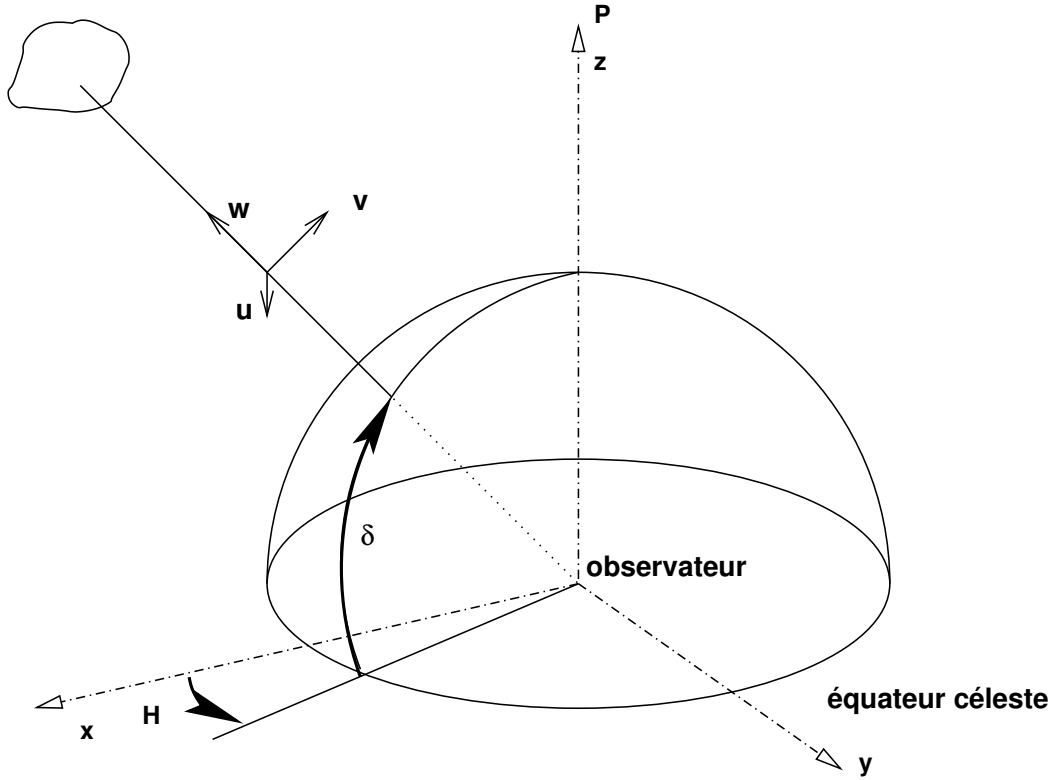


FIG. 1.5 – Repères et coordonnées utilisés

l'observation, ce qui permet de rendre fixe l'objet dans le champ, ce processus est appelé blocage de franges. Le suivi de la source par les antennes étant assuré, la cohérence entre les signaux est obtenue par le réglage du retard instrumental τ_i , schématisé sur la figure 1.4.

On peut alors en déduire la relation entre l'objet représenté par la distribution de brillance $I(\alpha, \delta)$, et la visibilité $\mathcal{V}(u, v)$, dans le plan (u, v) :

$$I(\alpha, \delta) \propto \iint \mathcal{V}(u, v) e^{-2\pi i(u\alpha + v\delta)} du dv \quad (1.7)$$

La qualité de $I(\alpha, \delta)$, appelée image 'sale', dépend de l'échantillonnage de la fonction de visibilité correspondante $\mathcal{V}(u, v)$, autrement dit de la couverture du plan (u, v) . Il en va de même pour le lobe, ou réponse impulsionnelle, qui n'est autre que l'image d'un point source par l'instrument, et dont la visibilité vaut 1 partout dans le plan. La démarche consiste à mesurer cette fonction aux points d'échantillonnage définis par l'implantation des antennes et de la position de l'objet dans le ciel. La transformée de Fourier du lobe expérimental vaut donc 1 aux points d'échantillonnage, et 0 ailleurs. La qualité du lobe et de l'image restitués est liée à l'importance des zones non nulles. L'image du point source par l'instrument s'écrit :

$$I_{PS}(\alpha, \delta) \propto \iint \mathcal{W} e^{-2\pi i(u\alpha + v\delta)} du dv \quad (1.8)$$

Où \mathcal{W} prend la valeur 1 aux points d'échantillonnage, et 0 ailleurs.

La distribution de brillance I restituée par l'interféromètre est donc la convolution de la distribution de brillance réelle I_0 par la réponse instrumentale aussi appelée lobe sale :

$$I = I_0 * I_{PS} \quad (1.9)$$

Considérons que l'objet en question est repéré par ses coordonnées horaires (H, δ) . Les coordonnées (u, v, w) s'expriment alors en fonction des coordonnées physiques des lignes de base $(x_\lambda, y_\lambda, z_\lambda)$, repérées dans le plan équatorial (\hat{x} vers l'ouest, \hat{y} vers le sud et \hat{z} vers le pôle nord, voir Fig. 1.5), de la manière suivante (Thomson et al., 1986) :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos H & -\sin H & 0 \\ \sin \delta \sin H & -\sin \delta \cos H & -\cos \delta \\ \cos \delta \sin H & -\cos \delta \cos H & \sin \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_\lambda \\ y_\lambda \\ z_\lambda \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

La dépendance temporelle de l'angle horaire montre que l'échantillonnage du plan (u, v) se fera en des points différents en fonction du temps. C'est la base de la méthode d'imagerie par synthèse d'ouverture que nous développerons plus loin. Les principes généraux vont maintenant s'appliquer au seul instrument solaire actuel doté de capacités d'imagerie et travaillant dans le domaine métrique et décimétrique.

1.4 Application au radiohéliographe de Nançay

1.4.1 Présentation de l'instrument

Le Radiohéliographe de Nançay (NRH) est dédié à l'étude de l'activité sporadique et des structures calmes à large échelle de la couronne solaire, qu'il observe en permanence depuis le milieu des années 70. Avec la fermeture de Culgoora en 1984, et celle de Clark Lake en 1987, il est le dernier radiohéliographe métrique. La première version de cet instrument, mise en service en 1976 (Radioheliograph Group, 1977), permettait l'obtention d'images à une dimension en Est-Ouest à 169 MHz en intensité et en polarisation circulaire. Très régulièrement, plusieurs améliorations ont été apportées; elles sont résumées dans le tableau 1.3.

1980	Mise en place du réseau Nord-Sud (Radioheliograph Group, 1983)
1986	Mise en place du multi-fréquence sur le réseau Nord-Sud (Radioheliograph Group, 1989)
1991	Multi-fréquence en Est-Ouest
1996	Corrélations croisées entre les deux réseaux. Imagerie 2-D instantanée (Kerdraon et Delouis, 1997)
1998	Antenne d'extension Sud. Doublement de la résolution dans la direction Nord-Sud.

TAB. 1.3 – Historique des améliorations

Depuis 1996, l'instrument est doté d'une capacité d'imagerie 2-D rapide de la couronne, permettant ainsi de localiser précisément les sources radio. L'étude de la couronne calme est

désormais accessible de manière instantanée, mais il est toujours possible de faire de la synthèse d'ouverture pour accroître la dynamique de l'image. Le processus de calcul sera développé dans la suite de ce chapitre.

L'instrument se présente actuellement sous la forme d'un T orienté dans les directions Nord-Sud et Est-Ouest. Il est composé de 44 antennes dont le diamètre varie entre 5 et 10 m.

Le réseau Est-Ouest se compose de 15 antennes plates sans collecteur, de type 'thick dipole', espacées de 100 m, et d'une antenne de 5 m (parabole) commune au réseau Nord-Sud. Trois extensions paraboliques, l'une de 7m et les deux autres de 10 m, complètent l'installation, permettant ainsi d'obtenir des lignes de base de 50 à 3200 m. Le réseau Nord-Sud est quant à lui composé de 24 antennes paraboliques de 5 m de diamètre (voir Fig. 1.6) espacées de 54 m environ. Une extension de 7 m a été ajoutée en 1998 offrant ainsi des lignes de bases de 54 à 2442 m.

La bande de fréquences se situe dans le domaine métrique et décimétrique entre 150 et 450 MHz ($\lambda \sim 2 - 0.67$ m). Elle est bordée, dans sa partie basse, par la bande FM et dans sa partie haute par les émetteurs de télévision, qu'il s'agit donc de filtrer pour éviter les pollutions résiduelles. Cinq fréquences sont couramment utilisées : 164, 236.6, 327, 410.5 et 432 MHz (respectivement 183, 127, 92, 73 et 69 cm de longueur d'onde), avec la possibilité de porter ce nombre à 10 lors de campagnes d'observations spéciales. La bande passante $\Delta\nu$ est de 700 kHz. Elle résulte d'un compromis entre la sensibilité qui varie en $\frac{1}{\sqrt{\Delta\nu}}$, et la largeur de bande des sursauts solaires non thermiques. Les observations sont intégrées sur 5ms ce qui donne un nombre d'images de 200 par seconde toutes fréquences confondues. Deux paramètres de Stokes sont obtenus, l'un en intensité I, et l'autre en polarisation circulaire V. Le nombre total d'harmoniques, qui correspond à autant de corrélations entre antennes, s'élève à 576 dans le corrélateur numérique construit en 1996.

La résolution d'un tel instrument peut être calculée en minute d'arc (Coulais, 1997) :

$$r_{EO} = 1.41 \times \frac{180 \times 60 \times c}{2\pi fND} \quad (1.11)$$

$$r_{NS} = 1.41 \times \frac{180 \times 60 \times c}{2\pi fND \sin(l - \delta)} \quad (1.12)$$

Avec f , fréquence en Hz, $N \times D$, la plus grande longueur de base, l , la latitude du lieu d'observation ($l = +47^\circ 21'$), et δ la déclinaison de la source. Les résultats sont présentés dans le tableau 1.4.

Réseau Est-Ouest	15 antennes + 1 antenne \times 5 m + 3 extensions \times (7, 10, 10) m
Espacement	15 \times 100 m, 50 m, 50 m, 1600 m
Résolution	1.4' (164 MHz) à 31" (432 MHz)
Réseau Nord-Sud	24 antennes \times 5m + 1 extension \times 10 m
Espacement	23 \times 54.3 m + 1200 m
Résolution	3.4' (164 MHz) à 1.3' (432 MHz) ($\delta = 23^\circ$)

TAB. 1.4 – Performances du Radiohéliographe



FIG. 1.6 – Antennes du réseau Nord Sud du radiohéliographe, la déclivité du sol est compensée par les plate-formes situées sous les montures équatoriales.

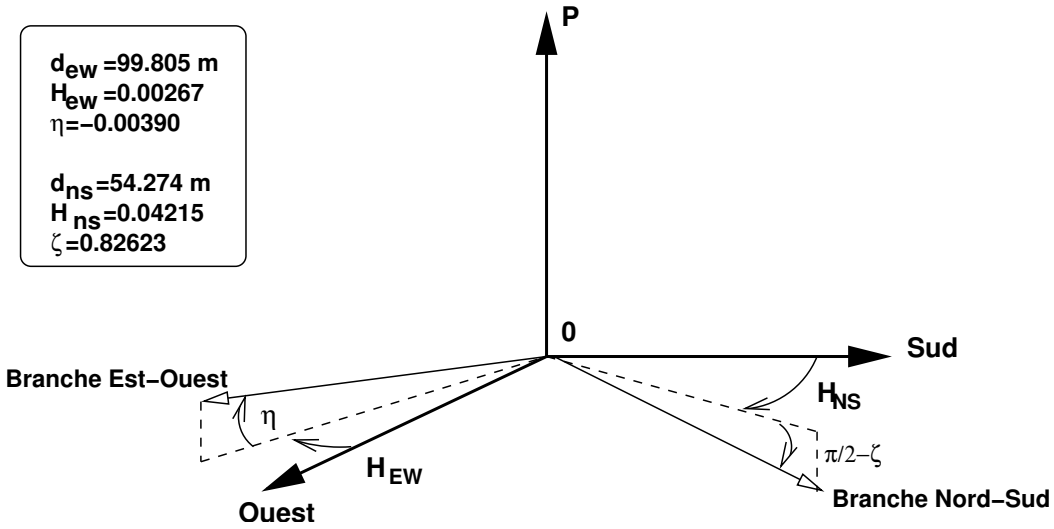


FIG. 1.7 – Paramètres géométriques du réseau

Dans le mode d'imagerie instantanée, le choix a été fait de privilégier le temps de calcul au détriment de la résolution ; seules les visibilités composant le pavé central sont exploitées, dégradant d'un facteur 4 la résolution en Est-Ouest, et d'un facteur 2 en Nord-Sud. Les antennes d'extension des deux réseaux ne sont alors employées que lorsque l'on utilise les traitements tels que la méthode CLEAN¹, ou en synthèse d'ouverture.

Les deux réseaux Est-Ouest et Nord-Sud s'éloignent sur le terrain de l'orientation idéale ; chacun fait un angle avec la direction (Est-Ouest et Nord-Sud), ce qui implique qu'ils ne sont pas exactement perpendiculaires entre eux. Par ailleurs, il faut tenir compte de l'élévation physique des antennes sur le terrain. Cela se traduit par des angles correctifs introduits dans les calculs de (u, v, w) . Ces angles ont été déterminés de deux manières : d'une part par l'observation de radio sources extragalactiques observées tout au long de l'année à différentes déclinaisons, d'autre part, par la mesure des positions des antennes Est-Ouest sur le terrain, par télémétrie laser (voir Delouis 1999). La figure 1.7 résume les angles correctifs appliqués aux calculs, appelés paramètres des réseaux. Les coordonnées $(x_\lambda, y_\lambda, z_\lambda)$ dans le plan équatorial, s'expriment donc :

Pour le réseau Nord-Sud :

$$\begin{cases} x_{NS} = D_{NS} \sin H_{NS} \sin \zeta \\ y_{NS} = -D_{NS} \cos H_{NS} \sin \zeta \\ z_{NS} = -D_{NS} \cos \zeta \end{cases} \quad (1.13)$$

Pour le réseau Est-Ouest² :

$$\begin{cases} x_{EW} = D_{EW} \cos H_{EW} \cos \eta \\ y_{EW} = D_{EW} \sin H_{EW} \cos \eta \\ z_{EW} = D_{EW} \sin \eta \end{cases} \quad (1.14)$$

1.4.2 Calcul de l'image radio

Cette section décrit rapidement le processus de calcul des images grâce au radiohéliographe.

¹voir le paragraphe concernant le CLEAN page 26

²Pour le réseau Est-Ouest, les valeurs utilisées sont celles réellement mesurées sur le terrain selon les coordonnées x, y et z

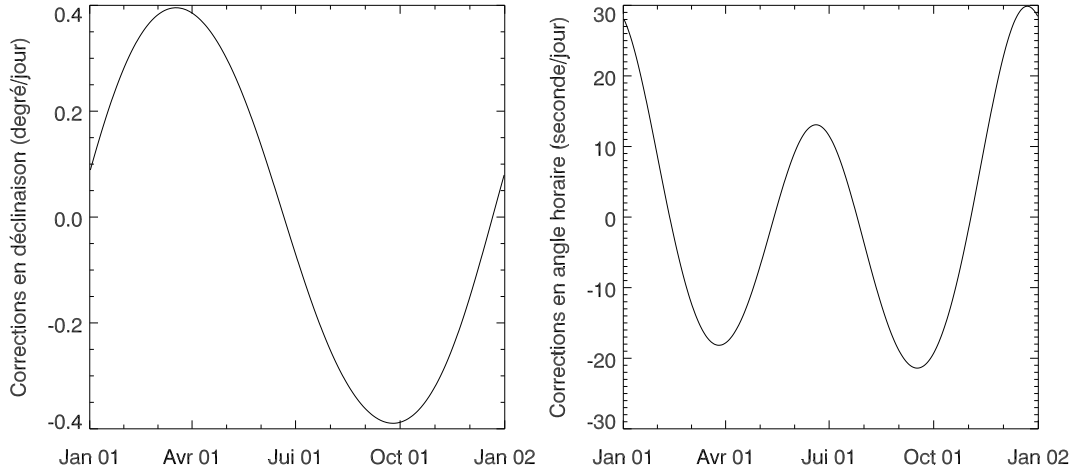


FIG. 1.8 – Évolution des variations quotidiennes en déclinaison (à gauche) en degré par jour, et en angle horaire (à droite) en seconde de temps par jour.

Corrections de phasage additionnelles

L'observation d'un objet mobile comme le Soleil présente des contraintes dont il faut tenir compte dans le calcul des coordonnées \mathbf{u}, \mathbf{v} et \mathbf{w} . Cette dernière est en particulier importante puisqu'elle est reliée à la phase des harmoniques enregistrés, et donc au positionnement du Soleil dans le champ interférométrique. Par convention le blocage de franges est fait de telle sorte que le Soleil se trouve au centre du champ lors de son passage au méridien. Le Soleil étant un astre mobile, ses coordonnées en déclinaison et en ascension droite changent d'un jour à l'autre. Cette variation peut être estimée, avec une précision suffisante, par interpolation linéaire entre deux jours consécutifs donnés par des programmes d'éphémérides solaires. Les corrections en déclinaison ($\Delta\delta$) et en angle horaire (ΔH) varient au cours de l'année et sont présentées à la figure 1.8.

Pour chaque enregistrement effectué à l'heure h , il faut corriger la phase initiale :

$$w_i(\lambda, h, \delta, h_{mer})$$

d'une grandeur Δw , égale à la différence entre w_i et :

$$w_c(\lambda, h, \delta - ((h_{mer} - h) \times \Delta\delta), h_{mer} - ((h_{mer} - h) \times \Delta H))$$

phase calculée en tenant compte de la dérive de H et δ . On peut alors rephaser chaque harmonique \mathcal{H} : $\mathcal{H} = \mathcal{H} \times e^{i(w_i - w_c)}$

Calcul du plan de Fourier et synthèse d'ouverture

Les équations 1.10 nous permettent à chaque instant de calculer la couverture du plan (u, v) . En imagerie instantanée, sa qualité est plus faible qu'en synthèse d'ouverture. Sa forme dépend de l'implantation physique des antennes sur le terrain, ainsi que de la position de la source observée qui détermine la projection des lignes de bases. Ses dimensions dépendent, elles, des dimensions physiques du réseau et selon l'unité choisie, de la longueur d'onde. La figure 1.9 (gauche) présente la figure d'échantillonnage le 31 juillet exprimée en mètres, pour une heure proche du méridien.

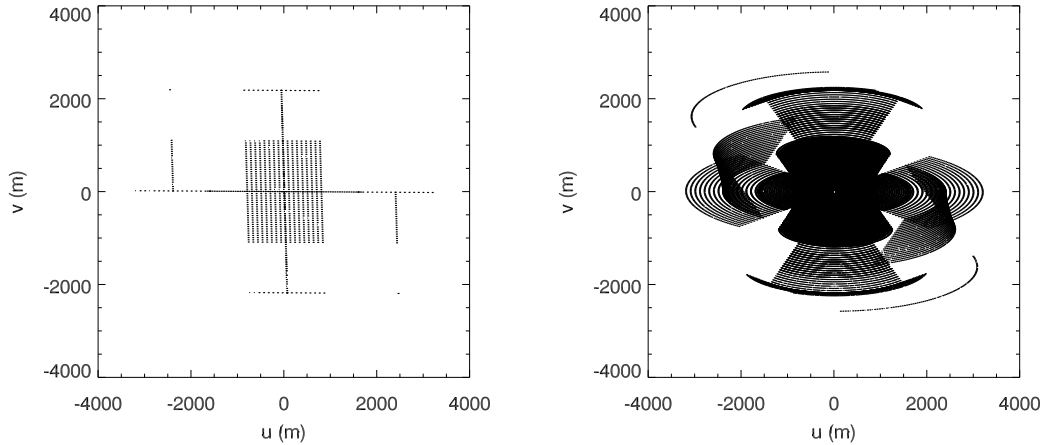


FIG. 1.9 – Comparaison des tracés du plan (u,v) , en instantané, à gauche, et en synthèse d’ouverture, à droite.

On retrouve ici les grandeurs caractéristiques du Radiohéliographe ($3200 \times 2400\text{m}$), avec une symétrie par rapport à zéro qui provient du fait que la source observée est réelle. On peut dans ce cas écrire $\gamma^*(u, v) = \gamma(-u, -v)$. Les corrélations entre les antennes d’un réseau Est–Ouest d’une part, et du réseau Nord–Sud d’autre part se répartissent selon les deux axes principaux, tandis que les corrélations croisées entre les deux branches de l’instrument se situent tout autour, sous la forme d’un pavé central. En imagerie instantanée, seul ce dernier est couramment pris en compte dans le calcul de l’image, pour réduire le temps de calcul. Les points les plus externes correspondent à l’apport des antennes d’extension situées aux extrémités des deux réseaux, et utilisées en synthèse d’ouverture.

L’échantillonnage de la visibilité se fait uniquement aux points de coordonnées (u, v) définis précédemment. La synthèse d’ouverture prend en compte la rotation de la Terre pour obtenir une meilleure couverture (u, v) . Celle-ci permet une reconstruction de l’image par transformée de Fourier inverse, en limitant au maximum les zones non couvertes du plan. La figure 1.9 (droite) présente pour le même jour, la couverture obtenue pour la journée complète d’observation. Les avantages de la synthèse d’ouverture par rapport à l’imagerie instantanée seront développés dans la suite de ce chapitre.

L’étape d’échantillonnage de la visibilité \mathcal{V} dans le plan de Fourier présente une difficulté technique, liée au calcul de la distribution de brillance. Le problème est dû à l’utilisation de la FFT (Fast Fourier Transform), à la place de la transformée de Fourier directe. Cet algorithme nécessite de recalculer aux points réguliers d’une grille les valeurs de la visibilité échantillonnée, ce qui implique donc une étape supplémentaire dans le calcul. La solution classiquement retenue est de convoluer la fonction de visibilité $\mathcal{V}(u, v)$ par une fonction $C(u, v)$, de telle sorte que le résultat soit une fonction continue, dont les valeurs sont connues aux mailles régulières choisies. En imagerie instantanée, la fonction $C(u, v)$ est une gaussienne de la forme :

$$C(u, v) \propto \exp(-\sigma(u^2 + v^2))$$

Thomson et al. (1986) suggèrent l’utilisation d’une fonction du type :

$$C(u, v) \propto \frac{\sin(\alpha u)}{u} \frac{\sin(\alpha v)}{v} \exp(-\sigma(u^2 + v^2))$$

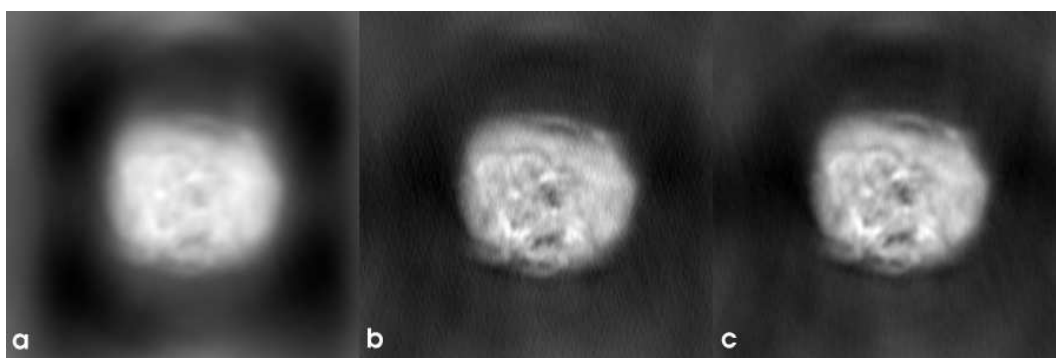


FIG. 1.10 – a) : Distribution de brillance sans pondération des points d'échantillonnage. b) et c) pondération uniforme. b) utilisation d'une gaussienne comme fonction de lissage. c) utilisation d'une gaussienne convoluée par un sinus cardinal. Le bruit à petites échelles est filtré.

Cette fonction donne des résultats satisfaisants pour la synthèse d'ouverture, avec notamment un lissage du bruit à hautes fréquences spatiales résultant de l'utilisation des bases longues. D'une manière générale, les paramètres de ces fonctions doivent être choisis de sorte à ne pas lisser exagérément les structures spatiales fines. La conclusion de cette opération, appelée 'gridding', est que l'image obtenue est convoluée par la transformée de Fourier de cette fonction. Un deuxième problème se pose, concernant la densité des points dans le plan de Fourier qui n'est pas uniforme. Il faut donc pondérer les visibilitées en fonction de leur emplacement dans le plan (u, v) . La solution choisie ici est la répartition dite uniforme : chaque visibilité, ré-échantillonnée sur une maille du réseau régulier, est pondérée par le nombre de points utilisés dans le calcul de cette valeur. Il s'agit là d'une étape importante du calcul de l'image. Le choix d'une répartition de points, ou d'une fonction C modifie l'aspect de l'image finale (voir Fig. 1.10).

Calcul du flux en synthèse d'ouverture

Le calcul du flux est une étape importante pour la détermination des températures de brillance, et plus encore dans les études relatives au Soleil calme. On a, au cours de cette thèse, développé une méthode de calcul adaptée à la synthèse d'ouverture, qui se base sur des hypothèses sur la forme du Soleil calme. Son enveloppe peut être globalement considérée comme la convolution d'un disque par une gaussienne (Alissandrakis, 1983), sur laquelle se superpose l'émission lentement variable³. La forme relativement simple de cette structure permet de travailler directement sur les harmoniques dans le plan de Fourier. Le but final est d'estimer la valeur du flux au centre de ce plan, valeur qui n'est pas mesurée physiquement par le Radiohéliographe. Il faut donc procéder à une extrapolation des harmoniques en zéro.

Pour cela, on peut tracer l'amplitude des harmoniques en fonction de $r = \sqrt{u^2 + v^2}$, distance dans le plan (u, v) par rapport à l'origine. L'utilisation d'un seul des deux réseaux est suffisante en général. Pour des raisons qui restent pour le moment indéterminées, le réseau Nord-Sud fournit un flux sensiblement inférieur au réseau Est-Ouest. De plus, l'obtention de points de mesures le long des lignes de base Nord-Sud dépend fortement de la déclinaison du Soleil, ce qui réduit son utilisation aux mois d'hiver et de printemps. C'est donc finalement le réseau Est-Ouest qui est pris en compte dans les calculs. La figure 1.11 présente les résultats d'extrapolations aux

³voir chapitre 2

quatre fréquences usuelles du Radiohéliographe. On voit que dans le cas d'une observation de Soleil calme, les amplitudes peuvent être représentées, comme suggéré, par la convolution d'une gaussienne par une fonction créneau (on s'est ramené à une dimension), soit, dans le plan de Fourier, par le produit d'une gaussienne par un sinus cardinal. On définit donc une fonction comme suit :

$$f(r) = a_0 \times \text{abs} \left(\frac{\sin \left(\frac{a_1 r \pi}{180.} \right)}{\frac{a_1 r \pi}{180.}} \right) \times \text{exp} \left(- \left(\frac{r \pi}{180 \times a_2} \right)^2 \right) \quad (1.15)$$

Les paramètres a_0 , a_1 , et a_2 , sont déterminés d'après les données par un ajustement aux moindres carrés. Cette méthode est relativement sensible aux problèmes instrumentaux tels qu'ils peuvent apparaître au cours de l'exploitation, comme par exemple une chute de gain sur les bases courtes, ainsi qu'aux émissions sporadiques généralement non thermiques. Elle est tout à fait adaptée à l'étude du Soleil calme.

La température de brillance est définie comme étant la température du corps noir de même brillance que la source observée, à la fréquence utilisée. Considérant la forme approchée de la fonction de Planck dans le domaine radio (ou loi de Rayleigh-Jeans), on peut écrire :

$$\mathcal{B}_\nu = \frac{2kT}{\lambda^2} \quad (1.16)$$

Où \mathcal{B}_ν est la brillance en $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. La grandeur effectivement mesurée est la densité spectrale de flux \mathcal{B}'_ν , exprimée en SFU ($1\text{SFU} = 10^{-22}\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$). On en déduit alors la température de brillance estimée :

$$T_B = \frac{\lambda^2}{2kd\Omega} \mathcal{B}'_\nu \quad (1.17)$$

où $d\Omega$ est l'angle solide soutenu par un pixel d'image.

Quelle précision peut-on attendre avec une telle méthode ? Il est en fait difficile de se baser uniquement sur l'ajustement lui-même, puisque le résultat dépend des problèmes instrumentaux qui peuvent affecter le gain sur les antennes et notamment sur les bases courtes. D'un autre côté, il est possible de comparer les résultats obtenus avec les instruments dédiés à l'observation du flux solaire. Cette approche n'est pas exempte de défauts, dans la mesure où la calibration des différents observatoires est souvent croisée. Néanmoins, celle du radiohéliographe est indépendante, car basée sur l'observation de sources radio galactiques comme le Cygne (pour une description complète des calibrations voir Delouis (1999)). Comme exemple, la figure 1.12 compare le flux du Radiohéliographe par cette méthode, à 410.5 MHz, au flux solaire donné par l'observatoire de Learmonth pour le mois de juillet 1997. L'écart quadratique moyen entre les deux est d'environ 2.5 SFU, ce qui donne une estimation grossière de la précision du flux (des deux instruments), d'environ 10 %.

1.4.3 Synthèse d'ouverture

La synthèse d'ouverture utilise la rotation de la Terre pour accroître la couverture du plan (u,v) et assure donc un meilleur échantillonnage de la visibilité dans le plan de Fourier. Quelles sont les contraintes et les avantages à utiliser une telle méthode pour la cartographie des structures du Soleil calme ?

Contraintes liées à la synthèse d'ouverture

Les contraintes tiennent essentiellement à la stationnarité de la source observée, ce qui limite son application à l'étude du Soleil calme ou présentant une faible activité non thermique au

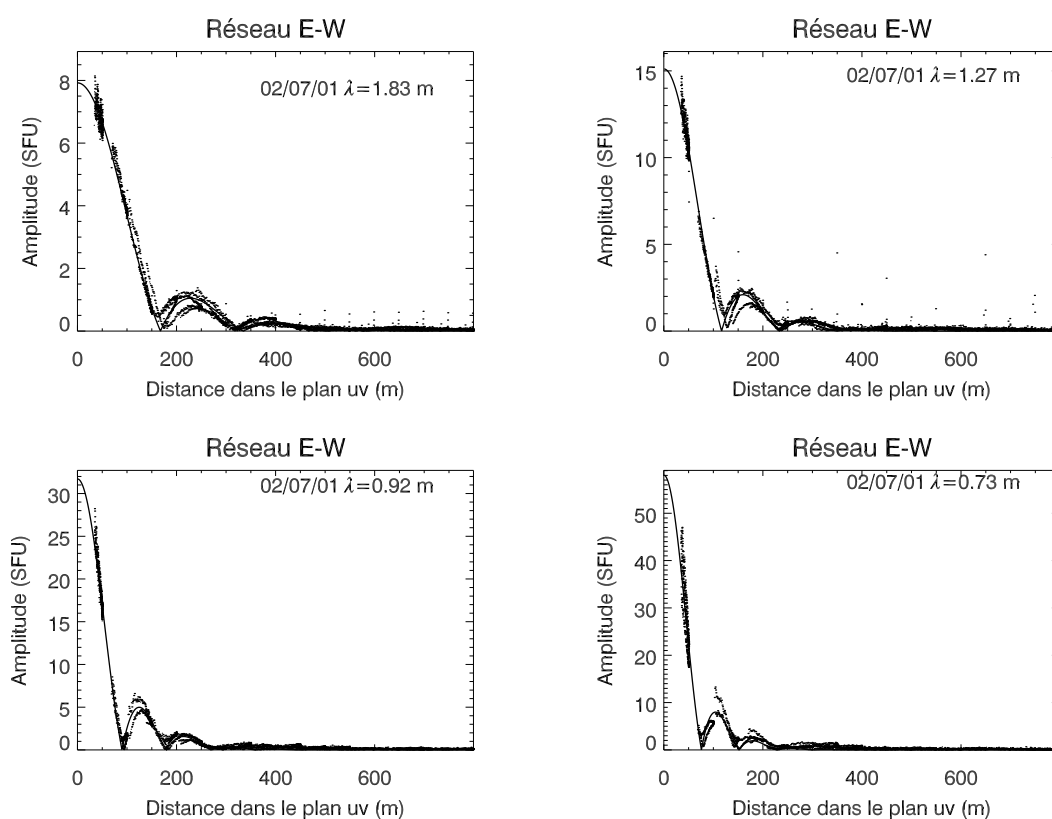


FIG. 1.11 – Tracé des amplitudes en fonction de la distance au centre dans le plan (u, v) , pour les quatre fréquences usuelles du radiohéliographe. La ligne continue constitue la meilleure approximation de la fonction f définie dans le texte (formule 1.15).

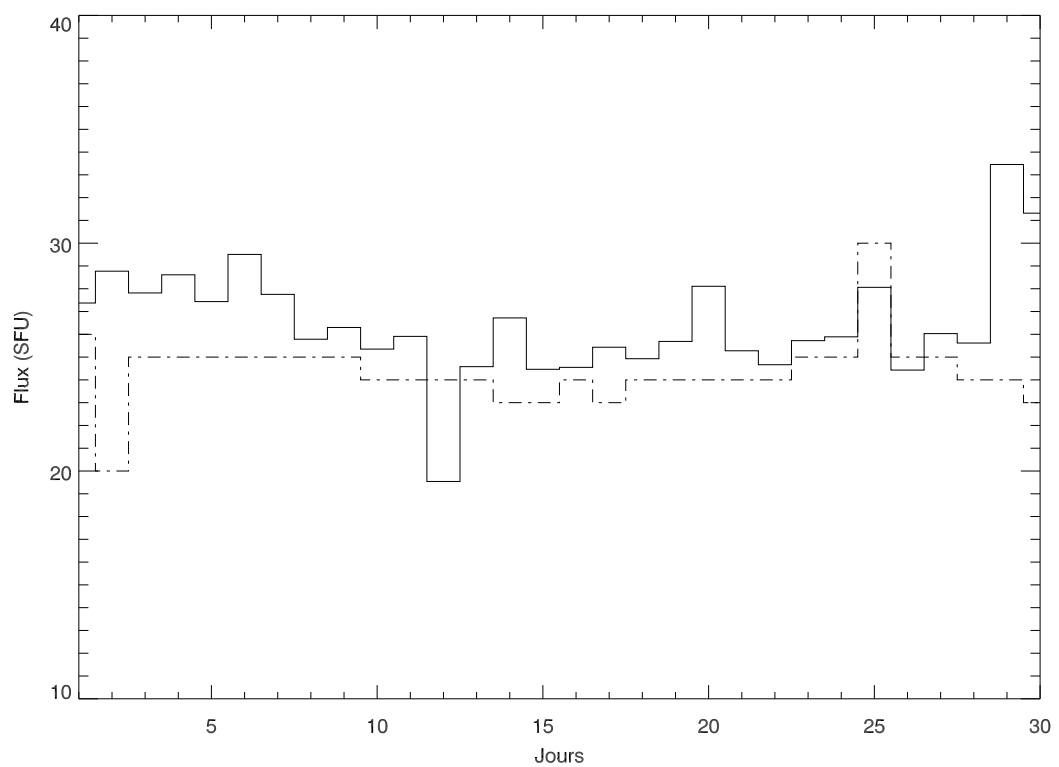


FIG. 1.12 – Comparaison des flux solaires à 410.5 MHz, entre l’observatoire de Learmonth (pointillé) et le radiohéliographe de Nançay (trait plein) pour le mois de Juillet 1997

flux constant. Inversement, il est nécessaire d'exclure les périodes d'éruptions, ou les jours pour lesquels des orages de bruit permanents sont présents. Pour la synthèse, les périodes privilégiées se répartissent essentiellement autour du minimum d'activité solaire (le dernier ayant eu lieu en 1996), au cours duquel, sur plusieurs rotations solaires d'affilée, les périodes d'activité sont rares (quelques jours par rotation). Durant la phase de montée du cycle, et à proximité du maximum, la durée et le nombre de périodes calmes diminuent, mais il est possible de suivre ponctuellement l'évolution de la couronne calme en fonction du cycle solaire.

Parmi tous ces jours disponibles, les périodes hivernales sont à éviter. En premier lieu, le Soleil se trouve à très basse déclinaison, ce qui dégrade considérablement la résolution selon l'axe Nord–Sud (voir équation 1.12). Par ailleurs les inhomogénéités de l'ionosphère agissent directement sur la propagation des ondes radio métriques et décimétriques, en ajoutant une phase aléatoire $\Delta\Phi$ aux visibilitées correspondant à l'objet. L'indice de réfraction dans un milieu ionisé dépend de la densité électronique ; $n = \sqrt{1 - (\frac{\nu_p}{\nu})^2}$, avec $\nu \sim 9\sqrt{n_e}\text{Hz}$ (n_e en cm^{-3}). Les variations de phase aléatoires introduites par les inhomogénéités en densités électroniques peuvent s'écrire de la façon suivante (Thomson et al., 1986) :

$$\Delta\Phi \propto \lambda \Delta n_e \sqrt{\frac{L}{a}} \quad (1.18)$$

où L est l'épaisseur de la couche ionosphérique considérée, et a la taille moyenne des inhomogénéités. En terme de déplacements angulaires sur le champ de l'image, ces effets varient en $\Delta\Phi\lambda/2\pi$; autrement dit, ils sont proportionnels au carré de la longueur d'onde et sont donc plus pénalisants dans le domaine métrique de l'instrument. La figure 1.13 illustre ce phénomène, par le tracé en fonction du temps d'une coupe méridienne, à 164 MHz, pour le 4 janvier 2001. Dans la première partie de la journée, l'amplitude des fluctuations peut atteindre le rayon solaire.

Ces mouvements, liés aux ondes de gravité dans l'ionosphère, peuvent être éventuellement corrigés par différentes techniques comme l'auto-calibration, mais celle-ci ne s'applique que pour les structures du Soleil actif. Dans le cas d'observations du Soleil calme ou faiblement actif, il est possible de recalculer chaque image sur une image de référence en utilisant des algorithmes basés sur les corrélations croisées entre deux images. Ceux-ci déterminent le nombre de pixels dont il faut décaler l'image par rapport à une référence. Tout le travail se fait dans l'espace image, ce qui est une limite certaine : les modifications dues à l'activité solaire, ou au phénomène de recouvrement ('aliasing') peuvent dégrader la qualité de l'analyse et empêcher la convergence de l'algorithme. Par ailleurs, le choix de la référence est quelque peu arbitraire, et rien n'indique que le positionnement absolu du Soleil soit correct à ce moment précis. Enfin, les perturbations ionosphériques ne se résument pas simplement à une phase aléatoire additionnelle, mais se traduisent également par des déformations de l'image solaire que cette méthode assez sommaire ne peut corriger. Elle est donc bien adaptée pour faciliter le survol des données de Soleil calme ou faiblement actif. Elle implique le calcul des images instantanées, et son application à la synthèse d'ouverture nécessite de revenir dans l'espace de Fourier pour rephaser les harmoniques ; ce travail est envisagé dans le futur.

La qualité des cartes de synthèse est liée directement à la couverture du plan (u, v) réalisée au cours de l'observation. Compte tenu des tailles caractéristiques des lobes instrumentaux, on peut calculer la durée maximale d'observation acceptable avant que la rotation solaire ne soit pénalisante. La vitesse de rotation du Soleil est d'environ $13.5^\circ/\text{jour}$ à l'équateur. Pour une région active placée à l'équateur sur le plan méridien, cela correspond à un angle $\alpha_T \sim 227''/\text{jour}$. Sachant que la taille du plus petit lobe à 410 MHz est de $35''$, le temps maximal d'intégration est, dans ce cas, d'environ 3 heures.

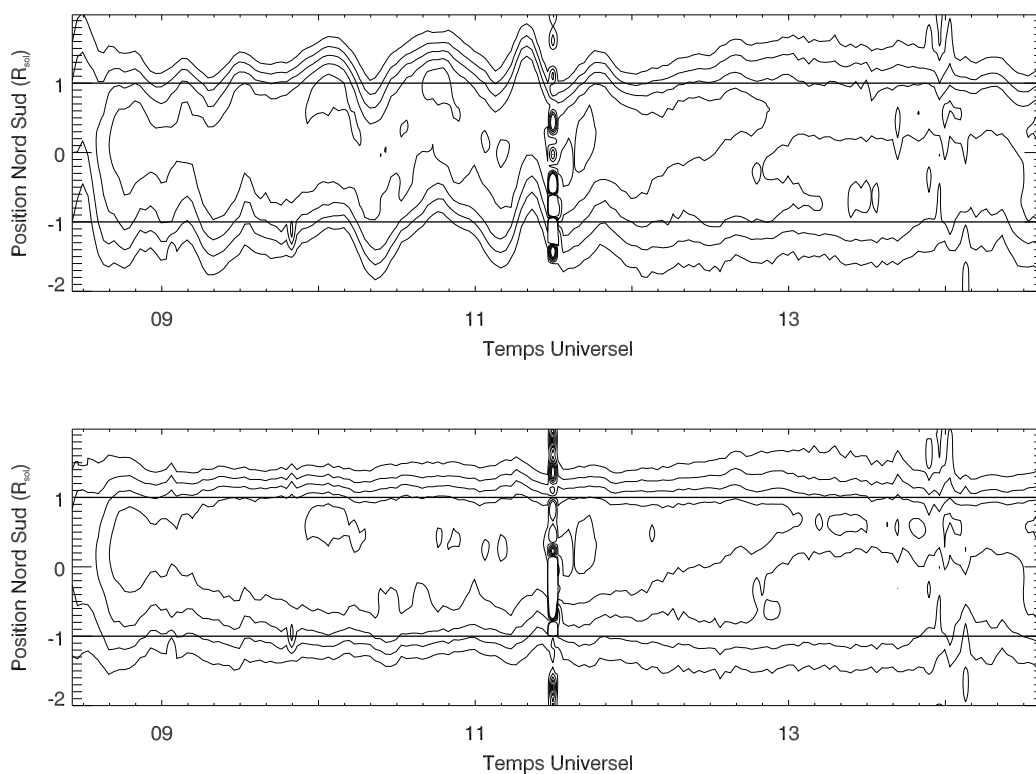


FIG. 1.13 – Suivi temporel d’une coupe méridienne à 164 MHz, le 4 janvier 2001. Cadre supérieur, image brute sujette aux variations aléatoires de phases dues à l’ionosphère. Cadre inférieur : correction du déphasage, par recentrage image par image sur une référence grâce à un algorithme de corrélations croisées.

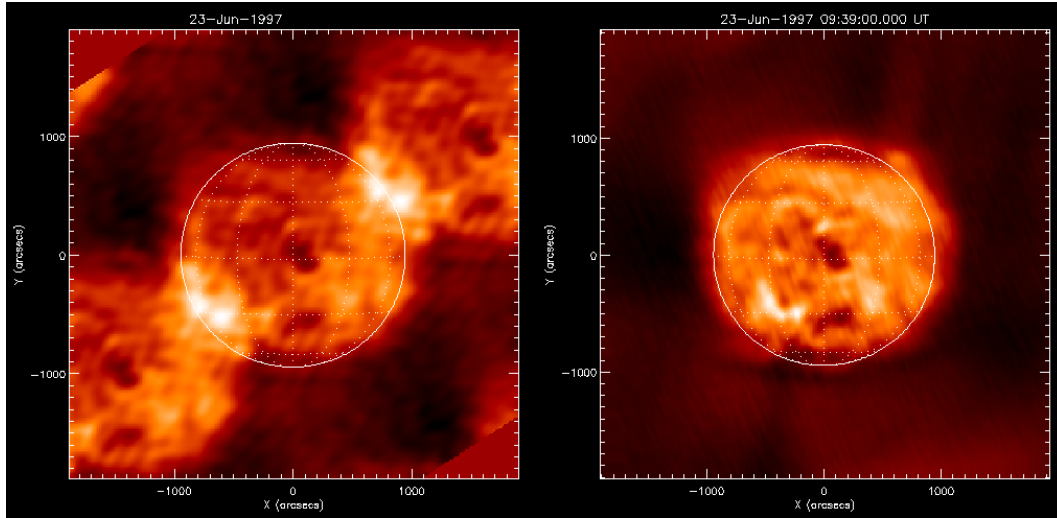


FIG. 1.14 – Comparaison entre l’imagerie instantanée (à gauche), et la synthèse d’ouverture (à droite) sur trois heures d’intégration.

Pour terminer ce paragraphe sur les contraintes liées à la synthèse d’ouverture, il faut déterminer quel est le temps d’intégration que l’on peut appliquer aux données. L’instrument cartographie la couronne solaire à un rythme moyen de 8 images par seconde et par fréquence, ce qui est adapté à l’étude des sursauts non thermiques de la couronne. Pour l’étude du Soleil calme, on peut se contenter d’une résolution temporelle bien plus faible, ce qui présente l’avantage de faciliter le traitement informatique. Le protocole d’observation journalier crée, en plus des données brutes, des fichiers à deux niveaux d’intégrations, 10 secondes ou 128 secondes. Le choix s’est porté sur les fichiers à 128 secondes pour des raisons pratiques. Un tel choix n’est pas *a priori* sans conséquences sur l’image finale. L’intégration temporelle revient à moyenner les visibilitées sur le pas d’intégration Δt . Il en résulte sur l’image même une perte de restitution du flux d’autant plus grande que le point considéré est loin du centre de phase. Thomson et al. (1986) donnent, du taux de restitution du flux, la valeur approchée suivante :

$$R \sim 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{0.833\omega_T\Delta t}{\theta_d} \right)^2 \alpha_i^2 \quad (1.19)$$

ω_T est la vitesse angulaire de rotation de la Terre, Δt , le pas d’intégration, θ_d le lobe synthétique (nous considérerons le lobe est-ouest), et α_i la distance angulaire au centre de phase. Pour $\Delta t = 128s$, et un point sur le limbe solaire, on trouve : $R \sim 1$ à 164 MHz, et $R \sim 0.98$ à 410.5 MHz. On voit donc que la restitution du flux d’un point source se trouvant sur le limbe n’est pas affectée de manière sensible par les effets d’intégration. Vue la dépendance en α^2 , le problème peut être plus critique pour les sources à grandes distance du Soleil (plasmoïde par exemple).

Apports de la Synthèse d’Ouverture

La prise en compte de la rotation terrestre dans le calcul du plan de Fourier, permet donc d’accroître la qualité des cartes radio. Il est bien entendu difficile de définir un critère absolu de qualité, mais les avantages de la synthèse peuvent être énumérés. La figure 1.14 présente deux

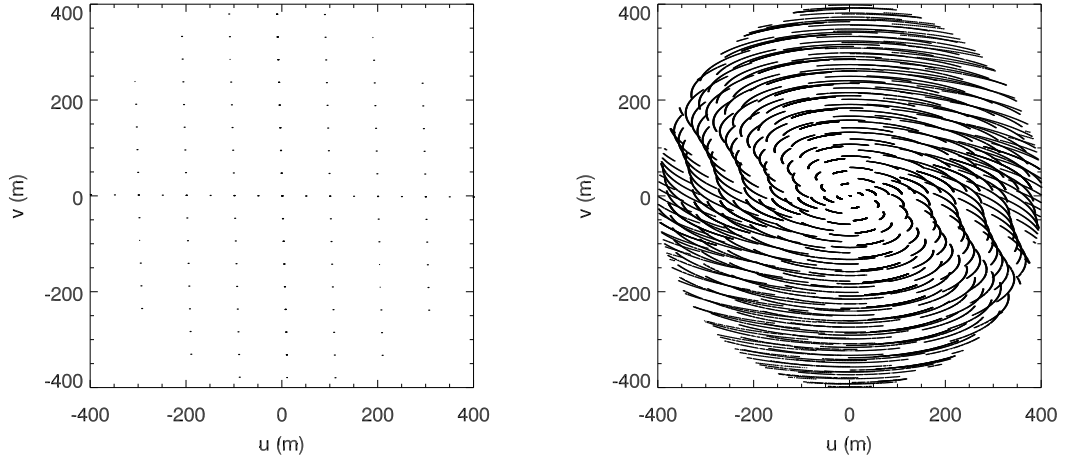


FIG. 1.15 – Comparaison des densités de points dans un rayon de 400m autour du centre, pour une image instantanée (à gauche), et pour une image de synthèse sur 3 heures d'intégration.

cartes du Soleil calme à 410.5 MHz ($\lambda = 0.73\text{m}$) le 23 juin 1997, celle de gauche étant instantanée, et celle de droite une synthèse de 3 heures centrées autour de l'heure de la carte instantanée. Le détail de calcul est le suivant : en instantané, seul le pavé central, sans les extensions, a été pris en compte (mode usuel), à l'inverse de la synthèse. La résolution de la carte intégrée est donc quatre fois meilleure en Est-Ouest. Le point le plus évident, sans doute, est le phénomène de recouvrement qui affecte la carte de gauche. Il se manifeste concrètement par un chevauchement des images du Soleil sur l'image principale, et résulte du théorème d'échantillonnage appliqué à la fonction de visibilité. Reprenant les notations de Thomson et al. (1986), pour une visibilité γ échantillonnée à une dimension selon u , on a :

$$\gamma(u) * \left(\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(u - k\Delta u) \right) \xrightarrow{FFT} \mathcal{B}(\zeta) \times \left(\frac{1}{\Delta u} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(\zeta - \frac{m}{\Delta u}\right) \right) \quad (1.20)$$

Si, dans l'espace de Fourier, la distance (en λ) entre les points d'échantillonnage est trop importante, les images, dans le plan image, se superposeront. C'est notamment le cas pour le réseau Est-Ouest ; la ligne de base la plus courte (50 m) est constituée par une des extensions (dite extension 0), qui n'est pas utilisée en instantané usuel. Même si on en tient compte, elle apporte trop peu de points pour minimiser le phénomène d'aliasing. Pour la synthèse d'ouverture, la rotation de la grille d'échantillonnage augmente naturellement la densité de points, notamment autour du centre, comme l'indique la figure 1.15, ce qui réduit donc les écarts ($\Delta u, \Delta v$). Le phénomène d'aliasing dépend, tout comme la forme de la grille d'échantillonnage, de l'heure d'observation, ainsi que de la période de l'année.

Le troisième intérêt de la synthèse d'ouverture est, notamment pour les hautes fréquences, une meilleure détermination du flux solaire. Ce problème est en fait relativement proche du précédent. Hors activité, le flux solaire provient du rayonnement du disque tout entier. Celui-ci ne peut être résolu que par l'apport de mesures sur des lignes de base courtes. Comme le montre la figure 1.15, la synthèse d'ouverture apporte une densité de points très importante près du zéro, ce qui permet par extrapolation une mesure plus fiable. Enfin le simple fait d'intégrer le signal au cours du temps augmente le rapport signal/bruit inévitablement présent dans les cartes instantanées.

Apport des harmoniques croisés à la synthèse d'ouverture

Des méthodes de synthèse d'ouverture ont déjà dans le passé été appliquées au Radiohéliographe de Nançay, depuis l'ajout du réseau Nord–Sud (Alissandrakis, 1983; Rigaud, 1991; Coulais, 1997). Chacune de ces démarches utilisaient les harmoniques des réseaux Nord–Sud et Est–Ouest séparément. J'ai, au cours de ma thèse, mis au point un nouveau programme de synthèse d'ouverture utilisant les harmoniques croisés disponibles depuis 1996. Le principal apport de ces harmoniques croisés est une couverture (u, v) considérablement accrue, ce qui améliore la qualité des cartes de synthèse. D'autre part, il est désormais possible de faire de la synthèse sur de courtes périodes, de quelques dizaines de minutes pour les cas extrêmes, jusqu'à quelques heures. Pour rappel, les anciennes synthèses nécessitaient des temps d'intégrations avoisinant 7h30. Il est possible de caractériser les effets liés à la couverture incomplète des anciennes méthodes de synthèse. Pour cela, on peut considérer un modèle de Soleil calme, comme l'illustre la figure 1.16 (a). Plusieurs reconstructions sont présentées : en (b), on retrouve une synthèse utilisant les deux réseaux découplés sur 7.5 h d'intégration (synthèse 1-D), puis en (c) et (d), une reconstruction avec des harmoniques croisés, sur 3 heures (c) et 7.5 heures (d). Les grilles superposées permettent de mettre en évidence les déformations qu'induit une couverture très incomplète (b). Les centroïdes des sources peuvent être décalés (S1 ou S3), ou mal définis, lorsque la source est sur le limbe (S2). En ce qui concerne les dépressions, on peut avoir comme pour D1, une profondeur plus faible que pour la synthèse '2-D'. Enfin, la restitution du Soleil calme diffère notamment en ce qui concerne la forme de la couronne, ainsi que la restitution des plages de brillance à grande échelle (comme par exemple la légère dépression au sud de D1). La comparaison peut également se faire sur des jeux de données réelles. Les vignettes (e) et (f) de la figure 1.16 présentent en lignes de niveau, une synthèse à 164 MHz le 10 juin 1997 avec et sans les harmoniques 2-D. Parmi les principales différences, la source **E1**, présente un maximum décalé de 200 secondes d'arc entre les deux, la dépression **D** ainsi que la source **E2** sont mal restituées en synthèse 1-D. La figure 1.17 compare également une synthèse 1-D avec les synthèses 2-D pour différentes durées d'intégration à 410.5 MHz. Plus celle-ci est brève, et plus les effets liés à l'aliasing sont perceptibles (par exemple les deux quarts de cercle au Nord–Ouest et au Sud–Est pour l'image supérieure du milieu, correspondant à une intégration sur 30 mn). Il est possible grâce à des synthèses courtes de minimiser ce problème en utilisant les bases courtes (correspondant à l'enveloppe du Soleil) sur toute la journée.

Utilisation de la méthode clean pour la synthèse d'ouverture

Un certain nombre d'artefacts peuvent apparaître sur l'image reconstituée, qu'elle soit de synthèse ou instantanée. Les trous d'échantillonnage de la fonction de visibilité entraînent dans le plan image la formation de secondaires. Plusieurs méthodes ont été mises au point au cours des trente dernières années pour accroître la dynamique et la qualité de l'image, notamment la méthode CLEAN (Högbom, 1974).

Le principe en est relativement simple et repose sur l'hypothèse que l'image est une distribution discrète de points sources.

1. La première étape consiste à calculer une image et un lobe 'sales' directement par transformée de Fourier.
2. Pour chaque source, et de manière itérative, une fraction Γ du lobe sale est soustraite.
3. Le critère d'arrêt est basé sur le niveau de bruit résiduel.
4. Pour chaque source soustraite, le lobe sale est remplacé par une fraction Γ du lobe propre, provenant d'une couverture complète du plan de Fourier par l'instrument, et concrètement

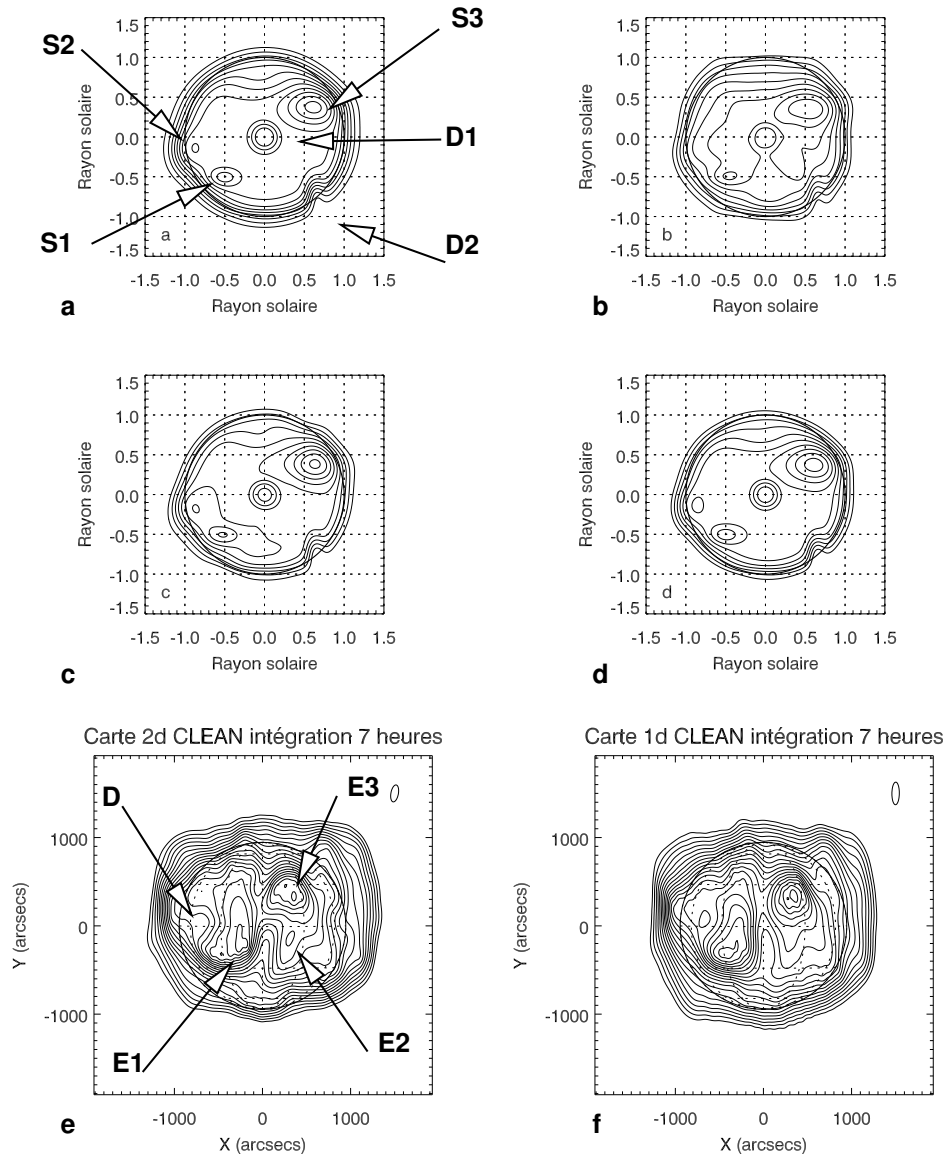


FIG. 1.16 – Restitution d’une distribution de brillance synthétique illustrée en (a). (b) Restitution par une synthèse utilisant les deux réseaux découplés sur 7.5 h d’intégration, en (c) utilisant les harmoniques croisés sur 3 heures, et en (d), sur 7.5 heures. Figures (e) et (f), comparaisons sur des données réelles à 164 MHz ($\lambda = 1.83\text{m}$), en (e), carte utilisant les harmoniques croisés, en (f) harmoniques est-ouest et nord-sud découplés. La source **E1** présente un décalage de 200 secondes d’arc entre les deux cartes.

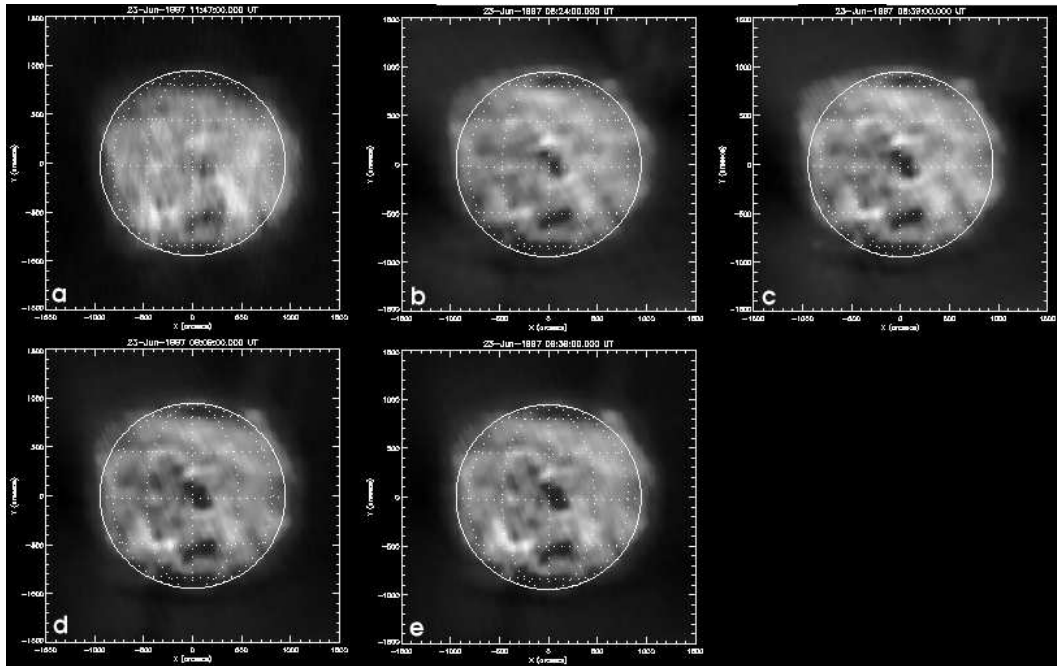


FIG. 1.17 – a) Synthèse d’ouverture sur 7 heures d’intégration, avec les deux réseaux découplés. b) Synthèse avec les harmoniques croisés sur 30 mn, c) sur 1 heure, d) sur 2 heures, e) sur 3 heures.

calculé par un ajustement gaussien.

Une contrainte forte de cette méthode est la positivité de la distribution de brillance résultante. Elle donne de très bon résultats sur des distributions de brillance relativement simples. Dans le cas du Soleil, l’adaptation n’est pas triviale, car l’hypothèse d’une image composée de points sources n’est pas remplie. Dans le domaine métrique et décimétrique qui nous intéresse, la distribution de brillance peut être vue comme la somme d’une enveloppe (Soleil calme), à laquelle se superpose une composante lentement variable (liée aux facules et aux régions actives) ainsi que des émissions sporadiques (activité éruptive). Dans le cadre de l’imagerie 2-D au Radiohéliographe, plusieurs méthodes ont été employées pour se ramener dans les conditions d’application du CLEAN. La première a été créée au début des années 80 par Alissandrakis (1983), dans la première tentative de synthèse d’ouverture à 169 MHz. Elle consistait à utiliser des lignes de base courtes pour synthétiser et modéliser l’émission provenant de l’enveloppe du Soleil calme, afin de la soustraire de l’image sale. Ne reste plus alors qu’une distribution de sources, positives ou négatives, qu’il s’agit de traiter par l’algorithme CLEAN.

La deuxième méthode a été développée pour l’utilisation en imagerie rapide par Delouis (1999). Elle est en fait une généralisation de la méthode précédente, et utilise le filtrage d’échelle pour retrouver les conditions d’application du CLEAN. L’image sale est décomposée en un certain nombre d’échelles (5 en pratique), pour lesquelles les structures sont ponctuelles vis-à-vis du lobe. On peut donc pour chacune des échelles appliquer l’algorithme CLEAN. Cette technique est employée en imagerie rapide et, si nécessaire en imagerie de synthèse.

Le principe de ce filtrage est basé sur l’analyse en ondelettes des images produites. Mathé-

matiquement, elle s'écrit de la façon suivante :

$$C(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi\left(\frac{t-b}{a}\right) f(t) dt \quad (1.21)$$

La fonction Ψ , dépend d'un facteur de dilatation, a , et de translation b . On a donc ici affaire à un filtrage de la fonction f , à l'aide d'un filtre de largeur variable a . En se plaçant dans le plan de Fourier, on peut écrire (Delouis, 1999) :

$$\hat{C}(a, \nu) = \sqrt{a} \hat{\Psi}(a\nu) \hat{f}(\nu) \quad (1.22)$$

Pour une analyse discrète en cinq échelles, on utilise ici une fonction $\hat{\Psi} = \sum_{i=0}^4 \hat{\Psi}_i$, où :

$$\begin{cases} \hat{\Psi}_i = \hat{g}(2^i \nu) - \hat{g}(2^{i+1} \nu), i \leq 3 \\ \hat{\Psi}_i = \hat{g}(2^i \nu), i = 4 \end{cases}$$

La fonction \hat{g} prise ici n'est autre que le lobe propre. D'après l'équation 1.22, on calcule la quantité :

$$\hat{C}_i = \hat{\Psi}_i \hat{f}$$

ce qui permet d'exprimer la fonction \hat{f} :

$$\sum_{i=0}^4 \hat{C}_i = \hat{g}(\nu) \hat{f} \quad (1.23)$$

Par transformée de Fourier inverse, on retrouve alors la fonction f convoluée par le lobe instrumental.

Pour illustrer le principe de la décomposition, la figure 1.18 présente le résultat d'un filtrage d'échelle pour une image de synthèse du Soleil calme. La fonction \hat{g} est prise cette fois sous la forme :

$$\hat{g}(\nu) = \exp(-\nu^2)$$

On calcule dans ce cas la quantité :

$$\hat{C}_i = \hat{\Psi}_i \frac{\hat{f}}{\hat{g}(2^i \nu)}$$

ce qui permet d'exprimer la fonction \hat{f} :

$$\hat{f} = \sum_{i=0}^4 \hat{C}_i$$

et de retrouver la fonction f par transformée de Fourier.

En pratique l'utilisation du CLEAN sur la synthèse d'ouverture utilisant les harmoniques croisés ne se justifie pas toujours. Contrairement aux premières cartes de synthèse, la couverture (u, v) est généralement suffisante pour minimiser les artefacts liés à la transformée de Fourier. Néanmoins, dans le cas d'un Soleil parfaitement calme, la méthode CLEAN supprime certains artefacts faibles dus notamment à l'utilisation des extensions (ceux-ci disparaissent lorsque l'extension 2 du réseau Est-Ouest n'est pas utilisée). De plus, les faibles émissions non thermiques qui n'empêchent pas le calcul d'une carte de synthèse, peuvent néanmoins provoquer la formation de secondaires marqués autour des centres d'émission. Dans ce cas, le CLEAN retrouve tout son intérêt (voir fig 1.19).

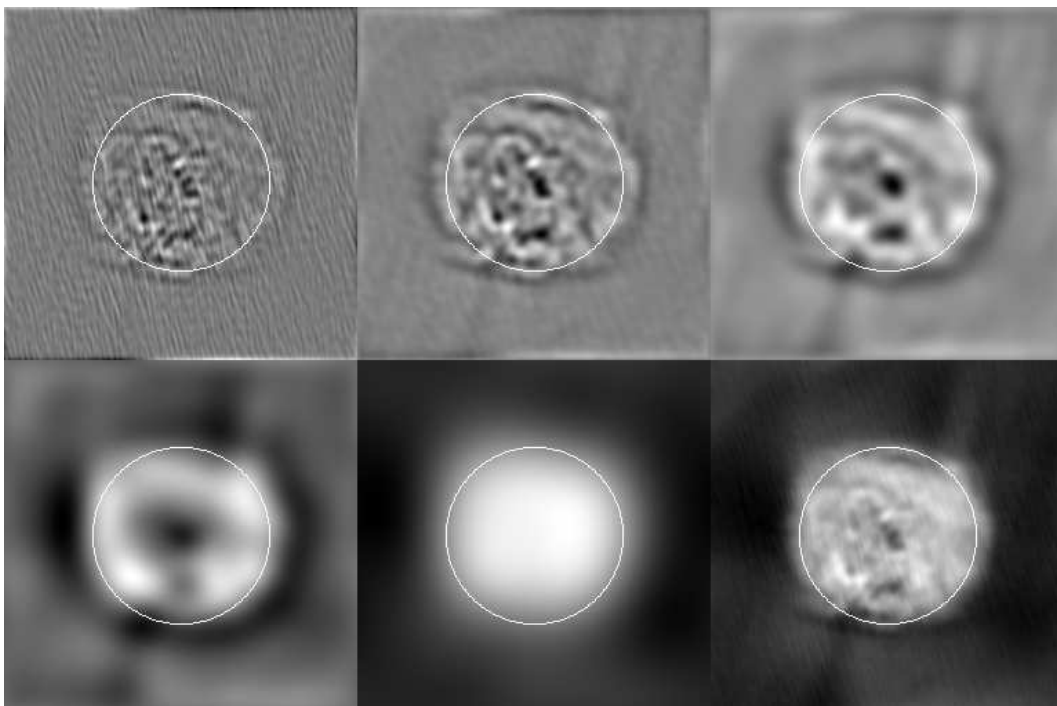


FIG. 1.18 – Résultat d’une décomposition par filtre d’échelle d’une image de Soleil Calme (en bas à droite). De haut en bas, et de gauche à droite, les filtres d’échelle sont de plus en plus étroits dans le plan de Fourier autour du centre.

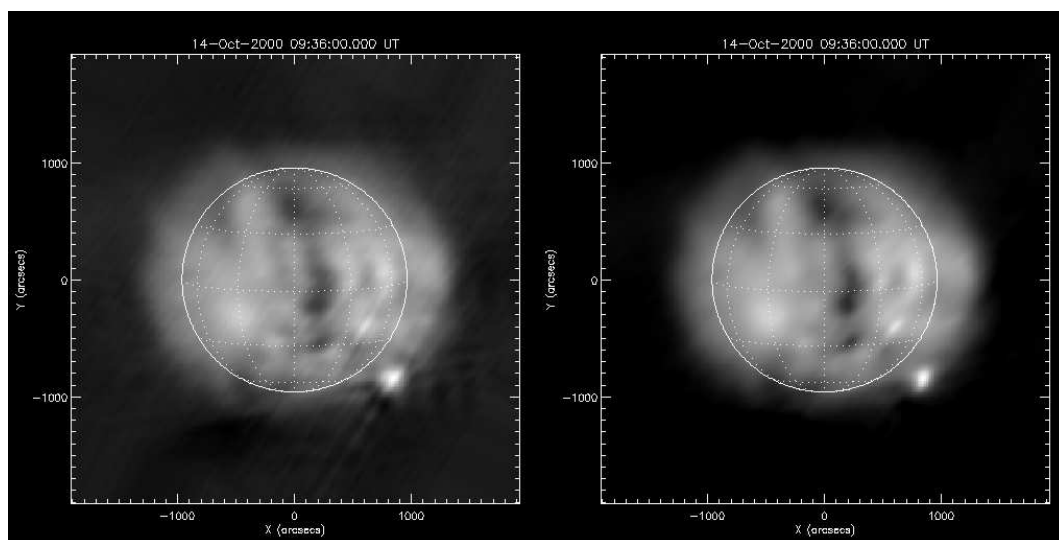


FIG. 1.19 – Synthèse d’ouverture sur 3 heures d’observation le 14 octobre 2000 à 327 MHz. Carte de gauche, carte brute montrant des secondaires autour de la source d’orage au Sud-Ouest. Carte de droite, restitution de brillance après application de CLEAN. Les artefacts liés à la source et ceux dus aux extensions sont diminués.

Mise en évidence d'un déphasage additionnel

L'utilisation des cartes de synthèse, et leur comparaison avec d'autres longueurs d'onde, comme cela sera expliqué au chapitre suivant, a permis de mettre en évidence un problème de pointage affectant aussi bien les images instantanées que les cartes de synthèse. Cela implique que le problème est instrumental, et ne provient pas des programmes d'imagerie eux-mêmes. La mise en évidence de ce problème a été faite en comparant d'une part la position des trous coronaux observés en EUV et en radio. Le décalage est semble-t'il lentement variable, depuis le début des opérations à deux dimensions, sans qu'il soit possible de dire avec précision s'il s'agit d'un effet à long terme, lié à une dérive instrumentale, ou d'un effet saisonnier. Il vaut, à 410.5 MHz, entre 50 et 80 secondes d'arc.

Plusieurs hypothèses ont été envisagées. La phase aérienne est une quantité qui dépend des paramètres du réseau (les angles correctifs par rapport aux directions cardinales), de la fréquence d'observation, de la déclinaison de l'objet, et plus généralement de la précision des éphémérides utilisées. Ce dernier point est relativement important, puisqu'aux longueurs d'ondes métriques et décimétriques, le limbe solaire optique n'est pas observé. Il n'y a donc *a priori* aucun autre moyen que les éphémérides pour connaître la position du Soleil. La précision nécessaire doit être meilleure que la seconde, puisque 4 secondes de temps correspondent à 1' de déplacement angulaire. Aucune différence significative n'a été observée entre la valeur donnée par les programmes utilisés et les éphémérides du Bureau des Longitudes, en supposant correcte la longitude de référence du réseau ($\mathcal{L} = -2^{\circ}11'49''$). Ceci étant, il peut rester une différence liée au système de temps utilisé. Le temps universel employé est calculé à partir du Temps Universel Civil. Il peut donc de manière résiduelle y avoir un léger décalage $\langle \Delta t \rangle \sim 0.6s$, entre deux recalages officiels. Cet écart est trop petit pour expliquer le déphasage, mais il semble avoir été observé dans le suivi temporel à haute résolution de sursauts radio, suivi conjointement par le Radiohéliographe et le spectrographe suisse de Zurich. D'autre part, le temps sidéral utilisé dans les sources de calibration a été entièrement vérifié et refait.

L'instrument est calibré en gain et en phase par l'observation de sources radio galactiques situées à différentes déclinaisons. Dans la pratique, le Cygne est très souvent utilisé du fait de son flux important. L'observation systématique des sources de contrôle, après un phasage donné, montre que celui-ci est correct au passage du méridien. Il subsiste cependant une dérive résiduelle au cours des observations, d'amplitude plus faible que pour les observations solaires. Il y donc bien une dérive instrumentale, dont la source est pour le moment inconnue.

La piste la plus sérieuse, qui reste actuellement à tester, est une dérive en fréquence de l'instrument, due à un défaut éventuel de l'oscillateur local. Une erreur de fréquence se traduit concrètement à la fois par un décalage de l'image radio, ainsi qu'une homothétie. Une modification de l'électronique est actuellement en cours pour tenter de remédier à ce problème.

La solution envisagée, en attendant l'amélioration de l'oscillateur local est de recalculer quand cela est possible, les cartes radio avec les données ultraviolettes, en se basant sur la position des trous coronaux. Il s'agit là d'une mesure provisoire, mais qui permet une précision de pointage en Est Ouest de l'ordre de 30 secondes d'arc.

1.5 Conclusions

Ce chapitre avait pour but de présenter succinctement les problèmes liés à l'imagerie radio solaire. Plusieurs problèmes avaient été posés et résolus dans des travaux antérieurs à cette thèse.

Pour la première fois, des cartes de synthèse utilisant pleinement les capacités d'imagerie du Radiohéliographe de Nançay ont été réalisées, par la mise au point d'un programme de synthèse

d'ouverture utilisant les harmoniques croisés. Ceci a permis un bond appréciable dans la qualité des cartes de synthèse, permettant l'étude de structures à faible contraste du Soleil calme, comme nous le verrons par la suite. Une méthode de calcul de flux a été proposée, spécifiquement adaptée aux structures du Soleil calme.

Par rapport à l'imagerie instantanée, la synthèse d'ouverture supprime les effets de recouvrement (aliasing), et autorise une meilleure résolution spatiale, par l'utilisation systématique des extensions Est-Ouest et Nord-Sud. À l'inverse, elle n'autorise évidemment pas un suivi temporel fin d'événements solaires. Dans cette thèse, les deux méthodes seront donc utilisées dans le cadre d'études sur les filaments quiescents et les éruptions de filament.

Dans les années qui viennent, quelques améliorations vont être apportées à l'instrument, dont notamment un oscillateur local plus performant. Sur le terrain quatre nouvelles antennes vont être implantées; elles compléteront la couverture du plan (u, v) autour de l'origine, et permettront un traitement beaucoup plus efficace de l'aliasing en imagerie instantanée. Le calcul du flux en synthèse d'ouverture en sera également bénéficiaire, par un poids plus important des bases courtes dans l'extrapolation en zéro. Du point de vue de l'imagerie, des synthèses très courtes, de l'ordre de quelques minutes seront également possibles.

Émissions radio solaires métriques et décimétriques

Contents

2.1	Introduction	33
2.2	Émissions radio non thermiques	34
2.2.1	Mécanismes	34
2.2.2	Sursauts radio	36
2.3	L'émission thermique de la couronne solaire	38
2.3.1	Éléments généraux	38
2.3.2	Observations des structures de Soleil Calme dans le domaine métrique et décimétrique	39
2.3.3	Exemples d'observations radio et EUV	44

2.1 Introduction

Ce chapitre présente brièvement les principales formes d'émissions radio observables dans le domaine métrique et décimétrique. L'étendue du sujet est assez considérable, autant par ses aspects purement observationnels, que par certains points théoriques encore mal compris dans la communauté ; pour ces raisons, ce chapitre ne fait que présenter les différentes manifestations de la radioastronomie solaire.

Historiquement, les émissions radio électriques solaires ont été classées en trois catégories. Une composante variable liée à l'activité sporadique, suivie par ailleurs à d'autres longueurs d'onde (visible et ultraviolet), une composante lentement variable, associée au transit, sur le disque solaire, de structures comme les régions actives ou les jets, et enfin une émission dite de Soleil calme, que l'on peut définir comme l'émission minimale résiduelle de la couronne. Depuis le développement de méthodes d'imagerie 2-D, et l'obtention de véritables images, cette vision classique apparaît dépassée. La seule distinction ayant un sens physique est liée aux mécanismes d'émission incohérents ou cohérents, qui impliquent des populations d'électrons maxwelliennes ou non. Les trois principaux mécanismes que l'on peut rencontrer dans le cadre de la radioastronomie solaire sont, le gyrosynchotron, les mécanismes plasma, et le rayonnement de freinage ou bremsstrahlung thermique (Dulk, 1985).

La densité spectrale de flux d'un corps noir, de température T peut s'exprimer dans le domaine radio par la loi de Rayleigh-Jeans, qui n'est autre que l'approximation classique de la

loi de Planck :

$$\mathcal{B}_\nu = \frac{2kT}{\lambda^2} (\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}) \quad (2.1)$$

La température de brillance T_B , grandeur courante en radioastronomie, est la température qu'aurait un corps noir de même densité de flux que l'objet observé à une longueur d'onde donnée. Certaines émissions sporadiques présentent des températures de brillance trop élevées pour pouvoir être de nature thermique. On peut, par exemple, citer les orages de bruit dont les plus importants dépassent des valeurs $T_B \sim 10^9\text{K}$. En pratique, d'autres indices, tels que la polarisation ou la haute variabilité temporelle, permettent de distinguer les deux.

La couronne solaire est un plasma composé essentiellement de protons et d'électrons. Les équations de Maxwell permettent de définir certains paramètres essentiels lorsque l'on s'intéresse à la propagation d'une onde électromagnétique dans un tel milieu :

1. La fréquence cyclotronique, définie par : $f_c = \frac{eB}{2\pi m_e}$
2. La fréquence plasma f_p est définie comme suit (unité SI) :

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} (\text{Hz}) \quad (2.2)$$

Avec n_e , densité électronique du milieu, e la charge de l'électron, et m_e , sa masse. Lorsque $f_p \gg f_c$, cette fréquence est une fréquence de coupure, en deçà de laquelle aucune onde électromagnétique ne peut se propager. Dans la gamme de longueur d'onde considérée ici cette condition est remplie.

3. L'indice de réfraction du milieu, est lié à la fréquence plasma par la relation suivante :

$$n = \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}} \quad (2.3)$$

Les deux derniers paramètres suffisent à expliquer l'intérêt d'une étude multi longueurs d'onde de la couronne solaire. Il s'agit en effet d'un milieu dont la densité électronique décroît en fonction de l'altitude, ce qui implique une stratification des émissions radio, celles de plus courtes longueurs d'onde provenant d'altitudes plus basses. À condition de considérer un modèle de densité électronique, ce principe permet d'estimer l'altitude des zones émissives ; inversement, dans les cas favorables (émissions sur le limbe), la densité électronique peut être déterminée par le suivi de sources radio non thermiques.

Dans la suite de ce chapitre, seront notamment évoqués les principaux mécanismes d'émissions radio intervenant aux fréquences du Radiohéliographe, c'est-à-dire dans le domaine métrique et décimétrique.

2.2 Émissions radio non thermiques

2.2.1 Mécanismes

Ce paragraphe aborde les émissions liées à l'activité sporadique de la couronne, impliquant des populations d'électrons non maxwelliennes. Dans la gamme de fréquences considérées, les émissions non thermiques se produisent selon une classe de mécanismes appelée émission plasma, autour de la fréquence plasma du milieu environnant, ou de son harmonique.

Hormis les régions pour lesquelles le champ magnétique est fort, ce qui est le cas à basse altitude, le mécanisme dominant dans la couronne est l'émission plasma, en compétition avec

le bremsstrahlung thermique, et dans de rares cas, le gyrosynchotron. Ce dernier mécanisme disparaît au profit de l'émission plasma par le biais de l'effet Razin, lorsque les conditions suivantes sont remplies : $f_p^2/f_c \geq f$, pour des électrons moyennement relativistes, et $2 \times f_p \geq f$ pour des électrons non relativistes.

La figure 2.2.1 synthétise les principaux mécanismes d'émission que l'on retrouve dans la chromosphère et la couronne, en fonction de la fréquence. Les vignettes sur fond noir concernent les émissions associées aux éruptions quelle que soit leur importance en X ou en lumière blanche, tandis que celles sur fond blanc sont relatives à l'émission du Soleil calme.

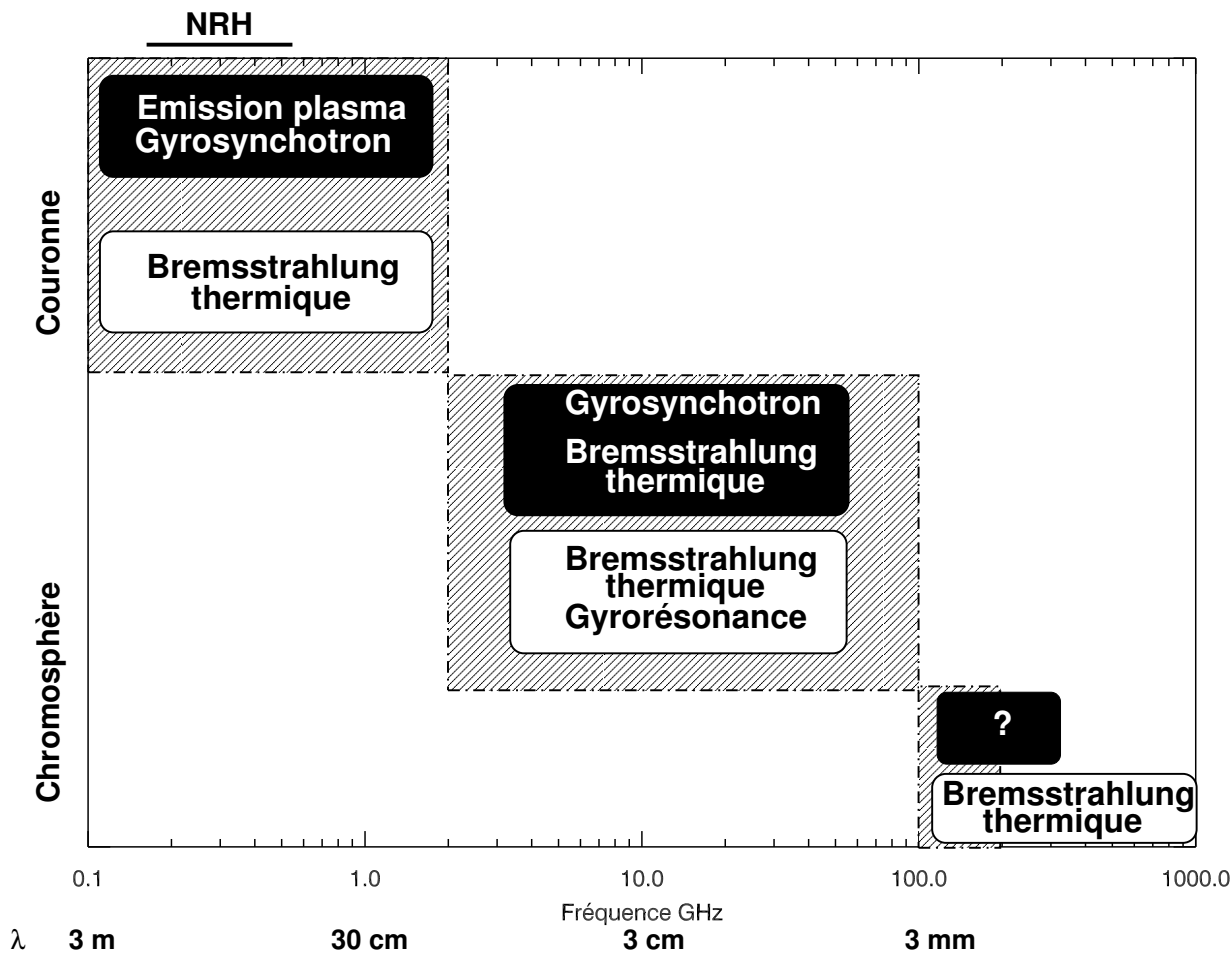


FIG. 2.1 – Bilan des mécanismes d'émission dans la chromosphère et la couronne. L'émission du Soleil calme apparaît sur fond blanc, et celle associée aux éruptions sur fond noir. La bande de fréquences au delà de 200 GHz reste largement inexplorée. Adapté de Bastian et al. (1999)

Dans le principe, l'émission plasma implique deux étapes : la production d'ondes de Langmuir et leur amplification par effet Landau, puis, dans un deuxième temps un couplage entraînant l'émission d'ondes électromagnétiques.

Production d'ondes de Langmuir :⁴ Une onde de Langmuir est une onde électrostatique qui répond à une relation de dispersion du type :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2V_T^2 \quad (2.4)$$

⁴Par simplicité, nous nous placerons dans ce paragraphe, dans un espace à une dimension.

Où $\omega_p = 2\pi f_p$, k est la norme du vecteur d'onde, et V_T est la vitesse thermique des électrons du milieu considéré. Il s'agit donc bien d'une onde, à l'inverse des oscillations plasma qui ne se propagent pas.

Si dans une certaine population d'électrons, caractérisée par une fonction de distribution $f(v)$, un nombre suffisant de particules possède une vitesse proche de la vitesse de phase de l'onde $v_\Phi = \omega/k$, on peut avoir un phénomène de résonance. Un traitement cinétique du problème montre alors que l'équation de dispersion présente un terme supplémentaire complexe, et que les solutions s'écrivent sous la forme $\omega = \omega_R - i\Omega$, où $\omega_R \sim \omega_p$ et $\Omega \propto f'(\frac{\omega}{k})$. Le signe de f' influe donc sur le sens de l'effet Landau, soit un amortissement si f' est négatif, soit une amplification si f' est positif. Cette dernière condition se retrouve dans le cas d'une population non maxwellienne d'électrons dont la fonction de distribution présente un pic ou une bosse à une vitesse v donnée (de manière plus générale, une anisotropie en vitesses). Un faisceau de particules accélérées lors d'un événement éruptif présente, par exemple, une telle anisotropie qui peut être accentuée par le freinage des particules les plus lentes par collisions sur le plasma ambiant. Des effets non linéaires limitent en pratique l'accroissement Landau à une valeur plateau.

Production d'ondes électromagnétiques : La phase de transformation en ondes électromagnétiques implique des phénomènes de couplage des ondes de Langmuir avec des ondes basses fréquences de type acoustiques ioniques, ou par des inhomogénéités de densité. Ces mécanismes peuvent expliquer notamment l'émission fondamentale. Pour les émissions harmoniques, il faut invoquer la coalescence d'ondes de Langmuir de vecteurs d'onde opposés.

2.2.2 Sursauts radio

Comme cela a déjà été signalé dans le premier chapitre, les émissions non thermiques sont les premiers signes d'émissions radioélectriques enregistrés provenant du Soleil. Les années qui ont suivi cette phase de découverte ont permis de classer les différents types de sursauts métriques et décimétriques observés. Dans ce qui suit, les caractéristiques essentielles de ces émissions sont rappelées pour mémoire.

Les sursauts de type I : Aussi appelés orages de bruit, ils sont la forme d'activité la plus fréquemment observée et décrite dans le domaine métrique et décimétrique. Leurs propriétés observationnelles ont été compilées de manière exhaustive par Elgarøy (1977), seules les principales sont évoquées ici. Ils sont caractérisés par un continuum d'émission à large bande $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 1$ sur lequel se superposent des émissions sporadiques ($\langle t \rangle \leq \sim 1$ s) à bandes étroites $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 0.02 - 0.03$. Le plus souvent, ils présentent une polarisation importante proche de 100%, dont le sens est lié à la direction du champ magnétique de la région active sous-jacente. Ce taux de polarisation décroît lorsque ces orages surviennent à proximité du limbe. Leurs caractéristiques spectrales, ainsi que l'imagerie au limbe, suggèrent une localisation à moyenne altitude dans la couronne, dans des systèmes de boucles associées à des régions actives. Deux grandes classes d'orages peuvent être observées. La première est liée soit à des phénomènes éruptifs ayant lieu dans la couronne solaire, associés à des éruptions X, des envols de filaments ou des éjections de masse coronale. Leur durée de vie est de quelques dizaines de minutes à quelques heures, et ils peuvent présenter un mouvement lié à l'expansion des arches qui leur donne naissance (Lantos et al., 1981; Raulin et Klein, 1994). La deuxième classe est liée à la présence de régions actives. Dans ce cas, les émissions d'orages peuvent durer plusieurs jours (typiquement un transit). Dans les

faits, ces deux classes ont en commun d'être associées à des restructurations du champ magnétique, mais sur des échelles de temps différentes. Le mécanisme souvent invoqué est la production d'ondes de Langmuir par des populations d'électrons piégés dans des arches magnétiques; la production d'ondes électromagnétiques résultant d'interactions entre les ondes de Langmuir, et des ondes basse fréquence (voir Melrose 1985 pour une revue des mécanismes d'émission plasma). Le mécanisme détaillé par lequel les ondes de Langmuir sont transformées en ondes électromagnétiques reste le plus souvent hypothétique, néanmoins certains faits observationnels, comme l'existence d'une température de brillance limite $\sim 10^9 - 10^{10}$ K (Kerdran et Mercier, 1983), valide l'approche en deux étapes décrite plus haut.

La relation entre activité éruptive et orages de type I sera explicitée plus en détail dans la suite de ce mémoire.

Les sursauts de type II : Les types II sont une forme d'émission métrique et décamétrique reliée à la propagation d'une perturbation (onde de choc) dans la couronne ou le milieu interplanétaire. Ils sont associés à des éjections de masse coronale (CME) observées par les coronographes embarqués, ainsi qu'à des éruptions. Pour autant, les observations ne montrent pas un lien de cause à effet entre les CMEs et les types II métriques. Les caractéristiques d'émission sont les suivantes : polarisation faible ou absente, présence fréquente d'une émission fondamentale et d'une émission harmonique, largeur de bande relativement étroite $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 0.05$ dans le domaine métrique. Le mécanisme d'émission semble lié à l'accélération des électrons au niveau de l'onde de choc, qui correspond au front du CME pour les types II interplanétaires (chocs 'propulsés'), et à la libération explosive d'énergie ('flare') pour les types II coronaux. Une revue récente est donnée par Pick (1999).

Les sursauts de type III : Très fréquents, ils sont observés aussi bien dans la couronne que dans le milieu interplanétaire. Ils se caractérisent par une dérive en fréquence très rapide qui témoigne de particules accélérées de basse énergie (quelques dizaines de keV, Buttighoffer 1998). Faiblement polarisés, de courtes durée (quelques secondes), et à bande instantanée étroite $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 0.05$, ils sont associés à des faisceaux d'électrons accélérés voyageant le long de lignes de champ ouvertes, ou fermées (types III-U, types III-J). Dans le cadre de phénomènes éruptifs, ils témoignent de l'ouverture de lignes de champ permettant par exemple l'expulsion de matière, et ils sont observés quelques minutes avant l'événement proprement dit.

Les sursauts de type IV : Il s'agit d'un continuum d'émission à large bande, assez proche de celui observé pour les orages de bruit. Il peut être associé à l'éjection d'une structure magnétique isolée (plasmaïde) au cours d'un phénomène éruptif et à laquelle il est lié (il est appelé dans ce cas type IV mouvant), ou être localisé autour d'un site éruptif (type IV stationnaire). Les mécanismes d'émission sont assez similaires à ceux des continua d'orage, bien que certains auteurs invoquent l'émission gyrosynchotron pour les types IV mouvants observés à très haute altitude.

La figure 2.2, présente un spectre observé grâce au spectrographe Artémis (Grèce) au cours d'un événement important, survenu le 14 juillet 2000. Plusieurs types de sursauts apparaissent ici, et sont indiqués par des flèches.

La classe d'événements observés au cours de ce travail de thèse, concernent essentiellement des émissions d'orages de bruits (type I), des sursauts ressemblant à des types III, ou des continua faibles. L'imagerie seule ne permet pas l'identification du type du sursaut, et l'usage d'un spectrographe s'impose. Cependant, les faibles événements tombent sous la sensibilité des spectrographes actuellement en service.

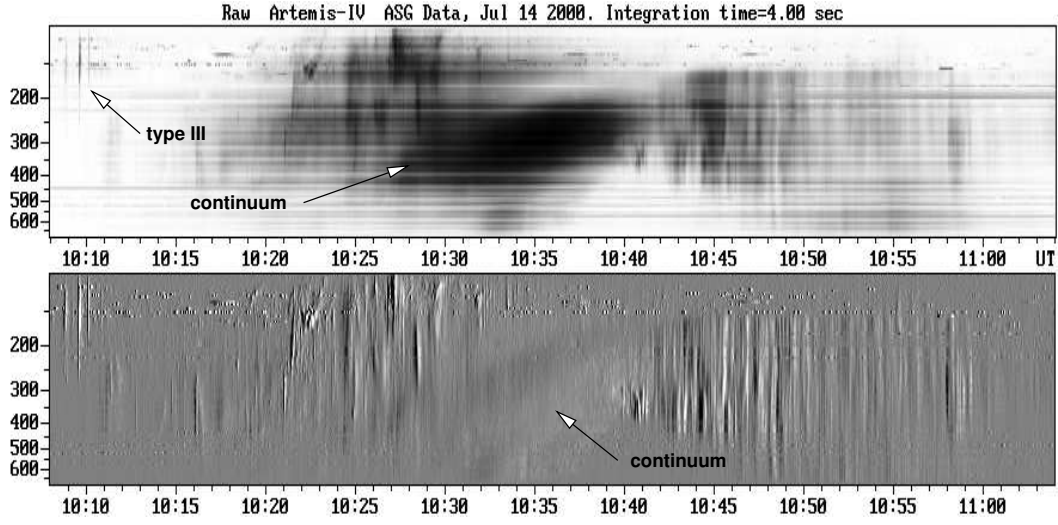


FIG. 2.2 – Spectre dynamique d'une éruption solaire observée le 14 juillet 2000 (en haut, en vidéo inverse). En bas, dérivée temporelle montrant l'absence de structures fines dans le continuum. (Spectrographe Artémis, Grèce)

2.3 L'émission thermique de la couronne solaire

2.3.1 Éléments généraux

À l'inverse des émissions de type plasma, le mécanisme thermique est relativement bien compris, et contraint par les observations. Il s'agit de bremsstrahlung affectant des électrons thermiques accélérés lors de leur passage à proximité des ions coronaux. La puissance rayonnée par un électron s'approchant d'un proton situé au centre du repère considéré s'écrit (en CGS) :

$$\mathcal{P} = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^2} \quad (2.5)$$

où a est l'accélération, et e la charge de l'électron.

En terme de transfert de rayonnement, on cherche pour une densité spectrale \mathcal{B}_ν à déterminer la proportion absorbée et celle émise par le plasma, le long d'un trajet ds . On a :

$$d\mathcal{B}_\nu = (-\kappa_\nu \mathcal{B}_\nu + \epsilon_\nu) ds \quad (2.6)$$

κ_ν est le coefficient d'absorption dont le calcul classique donne le résultat suivant :

$$\kappa_\nu = \frac{\zeta n_e^2}{n \nu^2 T_e^{3/2}} \quad (2.7)$$

$\zeta = 0.2$ dans la couronne (Chambe et Lantos, 1971), n_e densité électronique, $n = \sqrt{1 - f_p^2/f^2}$ indice de réfraction, ν fréquence d'observation, et T_e température électronique. La grandeur ϵ_ν est l'émissivité du plasma liée à κ_ν par la définition de la fonction source :

$$\mathcal{S}_\nu = \epsilon_\nu / \kappa_\nu \quad (2.8)$$

On peut alors récrire l'équation 2.6 :

$$d\mathcal{B}_\nu = (-\mathcal{B}_\nu + \mathcal{S}_\nu)d\tau_\nu$$

où τ_ν est défini :

$$\tau_\nu = \int_s^\infty \kappa_\nu ds \quad (2.9)$$

où s est une coordonnée prise le long du trajet optique.

À l'équilibre thermodynamique local, la fonction source est reliée à la densité spectrale de flux du corps noir $B_\nu = 2k\nu^2T/c^2$, par la loi de Kirchhoff :

$$\mathcal{S}_\nu = n^2B_\nu \quad (2.10)$$

L'équation 2.6 peut donc finalement s'écrire en terme de températures :

$$dT_B = (-T_B + T)d\tau_\nu \quad (2.11)$$

Si T est constante, l'intégration de l'équation précédente donne, entre la température de brillance et la température électronique, la relation suivante :

$$T_B = T(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.12)$$

Le calcul de τ est donc finalement le point le plus délicat de cette suite d'équations. Dans le domaine métrique, l'indice de réfraction est sensiblement inférieur à 1, ce qui signifie que la trajectoire des rayons lumineux n'est plus rectiligne mais subit une réfraction. La figure 2.3 d'après Alissandrakis (1994), illustre l'évolution de la température de brillance, de l'épaisseur optique au point de réflexion, et de la hauteur de ce point dans la couronne. Le modèle équatorial de densité électronique de Saito (1970) est utilisé, avec un flux conductif à la base de la couronne. Qualitativement, la température de brillance croît du domaine décimétrique court jusqu'au domaine métrique, car le milieu est optiquement épais au point de réflexion considéré. La température de brillance suit donc l'évolution de la température électronique dans la couronne. Vers les grandes longueurs d'onde, le point d'inflexion correspond en altitude, à des densités pour lesquelles le milieu n'est plus optiquement épais, et on a donc $T_B < T$ (vignette du haut).

2.3.2 Observations des structures de Soleil Calme dans le domaine métrique et décimétrique

Précautions dans l'interprétation des données radio

La couronne solaire hors éruption est un milieu de température électronique avoisinant 10^6K (Pawsey, 1946), dont le rayonnement thermique est soumis aux équations de transfert rappelées précédemment. L'obtention de paramètres physiques comme la densité ou la température se révèle en définitive assez difficile. D'une part elle nécessite, pour estimer l'un ou l'autre, d'avoir soit une mesure indépendante (UV) soit un modèle (modèle de densité). Par ailleurs les effets instrumentaux s'ajoutent à cette difficulté théorique. Aux problèmes de calibrations des radiohéliographes d'une manière générale (stabilité de la phase et du gain), s'ajoutent les pertes d'information dues à la convolution par le lobe, ou à la reconstitution de l'image, ou encore les problèmes de réfraction dans le domaine métrique. Les mesures de flux solaires publiées ne sont pas toutes indépendantes les unes des autres et ne garantissent pas une précision importante des mesures. Une estimation des effets de lobe est relativement facile, à condition de prendre des

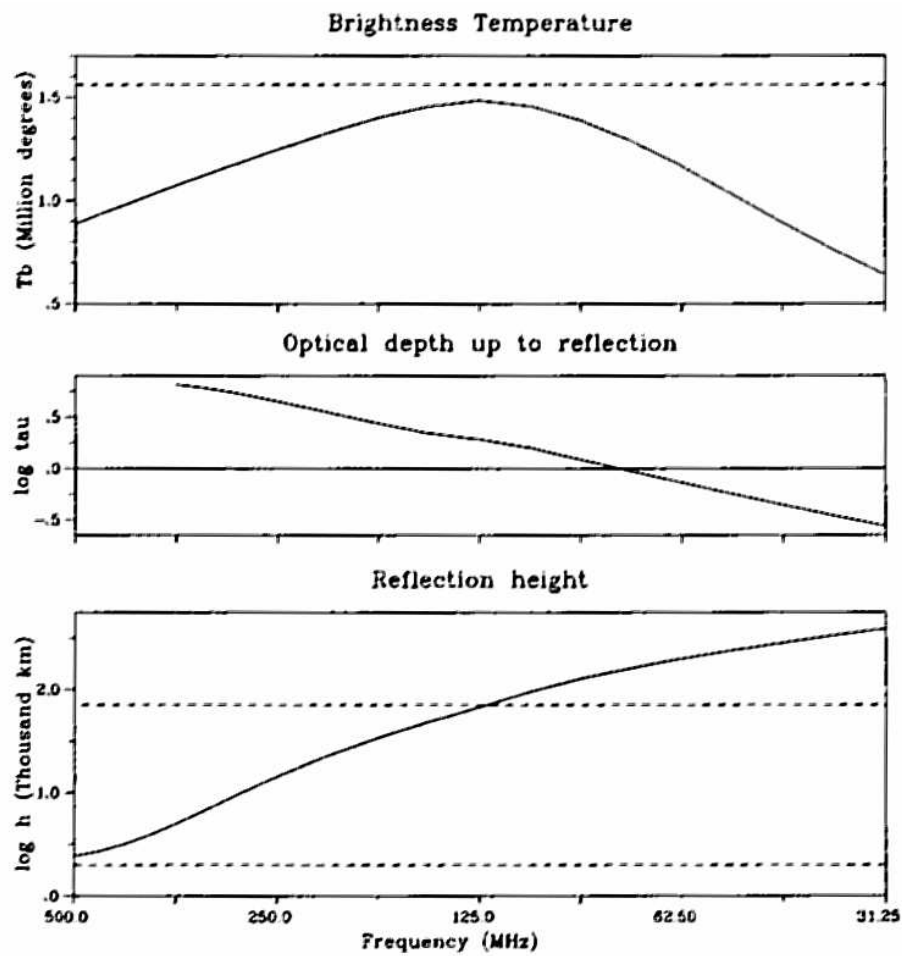


FIG. 2.3 – Modélisation de la température de brillance, de l'épaisseur optique et de la hauteur de réflexion en fonction de la fréquence, d'après le modèle équatorial de densité électronique de Saito (1970). D'après Alissandrakis (1994)

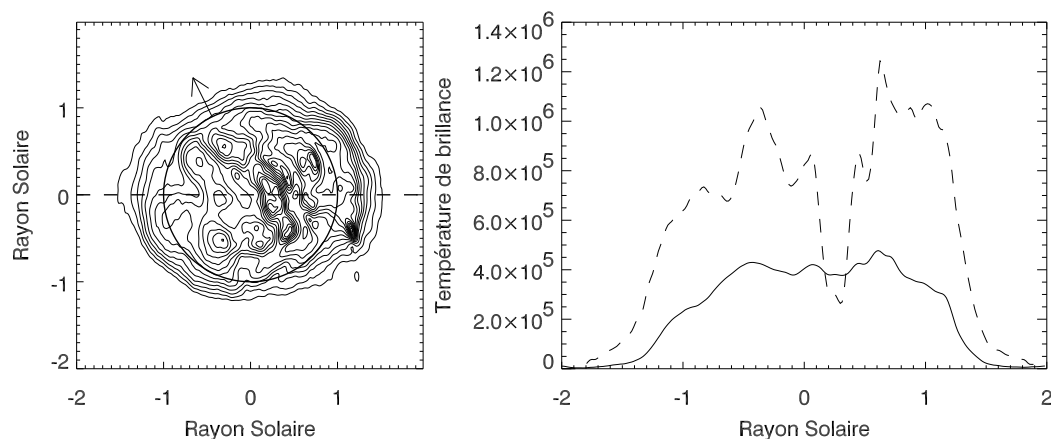


FIG. 2.4 – Effet de l'intégration par un réseau Est-Ouest, observant le Soleil tel qu'il est observé en 2-D (gauche). La flèche indique la direction du pôle nord, et le cercle, le limbe photosphérique. Le lobe à une dimension est vertical (non représenté). Il possède une largeur égale à celle du lobe 2-D, mais une longueur qui est plusieurs fois plus grande que le diamètre solaire. À droite : en pointillé, coupe Est-Ouest selon la ligne pointillée de la figure gauche. En trait plein, résultat de l'intégration par le lobe 1-D.

hypothèses *ad hoc*. On choisit par exemple de convoluer une structure (UV) par le lobe instrumental afin de voir l'effet résultant sur la température de brillance. Pour une dépression étroite, cet effet est d'augmenter la température de brillance. Les incertitudes liées au calcul de l'image proviennent de la couverture incomplète du plan (u, v) . Des structures très marquées dans le plan image (trou profond, pic étroit) peuvent être artificiellement accentuées par la reconstruction d'image. Les algorithmes tels que le CLEAN présentent le défaut opposé.

Un autre problème survient si l'on cherche à comparer des données anciennes à une dimension avec les cartes 2-D. L'effet d'intégration sur l'une des directions est considérable et sans doute à la source d'écarts dans les mesures rapportées dans la littérature. Pour s'en convaincre, il suffit de simuler une observations 1-D. La figure 2.4 présente l'effet d'intégration sur l'observation d'un trou coronal. Comparé à l'image 2-D, dont une coupe est présentée sur la vignette de droite, on voit que le contraste du trou est fortement diminué par rapport au niveau du Soleil calme. Enfin, les effets de réfraction sont importants pour les structures métriques proches du limbe, et ont parfois donné lieu à des interrogations sur la validité des mesures croisées UV/Radio (Lantos, 1980).

Structures du Soleil calme

L'observation des structures du Soleil calme, à faible contraste, est étroitement liée aux progrès effectués dans l'imagerie radio, et notamment par l'obtention d'observations à deux dimensions. Affranchis des effets d'intégration des observations 1-D, les cartes du Soleil calme ont permis la mise en évidence de structures à faible contraste vis-à-vis de l'émission globale. Parmi elles, se trouvent de faibles émissions non thermiques (Lantos et al., 1987, 1992), associées à des continua d'orages, ainsi que des sources thermiques. Les structures observables sont les structures magnétiques à large échelle : trous coronaux, jets individuels, plateau coronal, et à moyenne échelle : les sources thermiques individuelles, et ce qui fait l'objet de ce mémoire de

thèse, les filaments solaires.

Les trous coronaux Ces structures ont été observées depuis le sol dans la raie He I de l'hélium à 10830 Å, puis de manière plus précise depuis l'espace, avec l'avènement de SKYLAB, dans le domaine des X mous et des UV (YOHKOH, SOHO). Ce sont des zones qui apparaissent sombres par rapport à l'émission de la couronne environnante, avec une température électronique et une densité plus faibles. Le champ magnétique est ouvert sur le milieu interplanétaire et permet à la composante rapide du vent solaire de s'échapper.

Les premières observations radio à deux dimensions de ces structures ont été réalisées à Culgoora à 80 et 160 MHz (Dulk et Sheridan, 1974). Accompagnées d'observations plus récentes, elles ont montré que ces structures sont vues en dépression depuis le domaine décimétrique jusqu'en général aux longueurs d'ondes métriques (voir Lantos 1999 pour une revue). Lorsque l'on prolonge ces investigations vers le décimétrique, certains trous peuvent apparaître en dépression, mais la plupart sont vus en émission (Lantos et al., 1987); comme le montre Alissandrakis (1994), les effets de réfraction sont vraisemblablement en cause. Les comparaisons multi longueurs d'onde, entre la radio et le domaine EUV, ont longtemps montré un écart important des températures électroniques déduites; le diagnostic radio donnant systématiquement des températures plus basses. Cet écart a plusieurs explications : origines instrumentales et effet centre-bord (Lantos, 1980), utilisation de données 1-D, et enfin les sources multiples de données provenant d'instruments différents UV et radio. Désormais, les données EUV récentes sont interprétées avec des températures électroniques plus basses ($\leq 10^6\text{K}$) (David et al., 1998), et des observations conjointes EUV/radio sur un même trou coronal donnent des résultats cohérents ($T \leq 9 \times 10^5\text{K}$, Chiuderi Drago et al. 1999).

Le gain apporté par les cartes de synthèse du radiohéliographe rénové est, dans le cadre de cette étude, lié à la restitution morphologique des trous coronaux (due à la couverture (u,v) plus complète). Le calcul du flux, dont nous avons montré au premier chapitre qu'il était stable pour le Soleil calme, permet une détermination des températures de brillance plus fine. Ceci est d'autant plus vrai que la synthèse produit un lobe plus petit que pour l'imagerie instantanée, et de fait limite les effets de convolution.

La figure 2.5 présente une observation d'un trou coronal méridien le 14 octobre 2000 aux quatre fréquences de l'instrument. En (a) apparaît le trou coronal tel qu'il est observé en EUV avec EIT. On constate que le contraste du trou en radio augmente avec la fréquence, ce qui est conforme aux observations antérieures : à 164 MHz, en (b), le trou apparaît dans sa partie centrale en émission, ce qui s'apparente aux effets de réfraction existant dans le domaine décimétrique. Une partie de l'augmentation du contraste avec la fréquence est sans doute liée également à la diminution de la taille du lobe, de (c) à (e). Elle explique l'accord remarquable entre les contours décimétriques et EUV du trou, aux effets instrumentaux près, en (f). Les températures de brillance (tableau 2.1) sont ici extrêmement basses, et rejoignent en cela les mesures faites par Coulais (1997) sur une période de Mai 1992. À 164 MHz, les effets de lobe ne permettent que d'estimer une température de brillance maximale du trou.

Le plateau coronal Les sources d'émission radio ne se répartissent pas au hasard sur le disque solaire, mais sur une structure détectée en radio décimétrique et métrique par une brillance diffuse supplémentaire à grande échelle, appelée plateau coronal, comme le montre la figure 2.6.a (Lantos et al., 1992). Le plateau coronal évolue lentement de rotation en rotation, et peut être relié à la ceinture des jets coronaux observée par les coronographes (Lantos et Alissandrakis, 1996). Le plateau coronal est apparemment la signature radio de cette ceinture de jets, dont

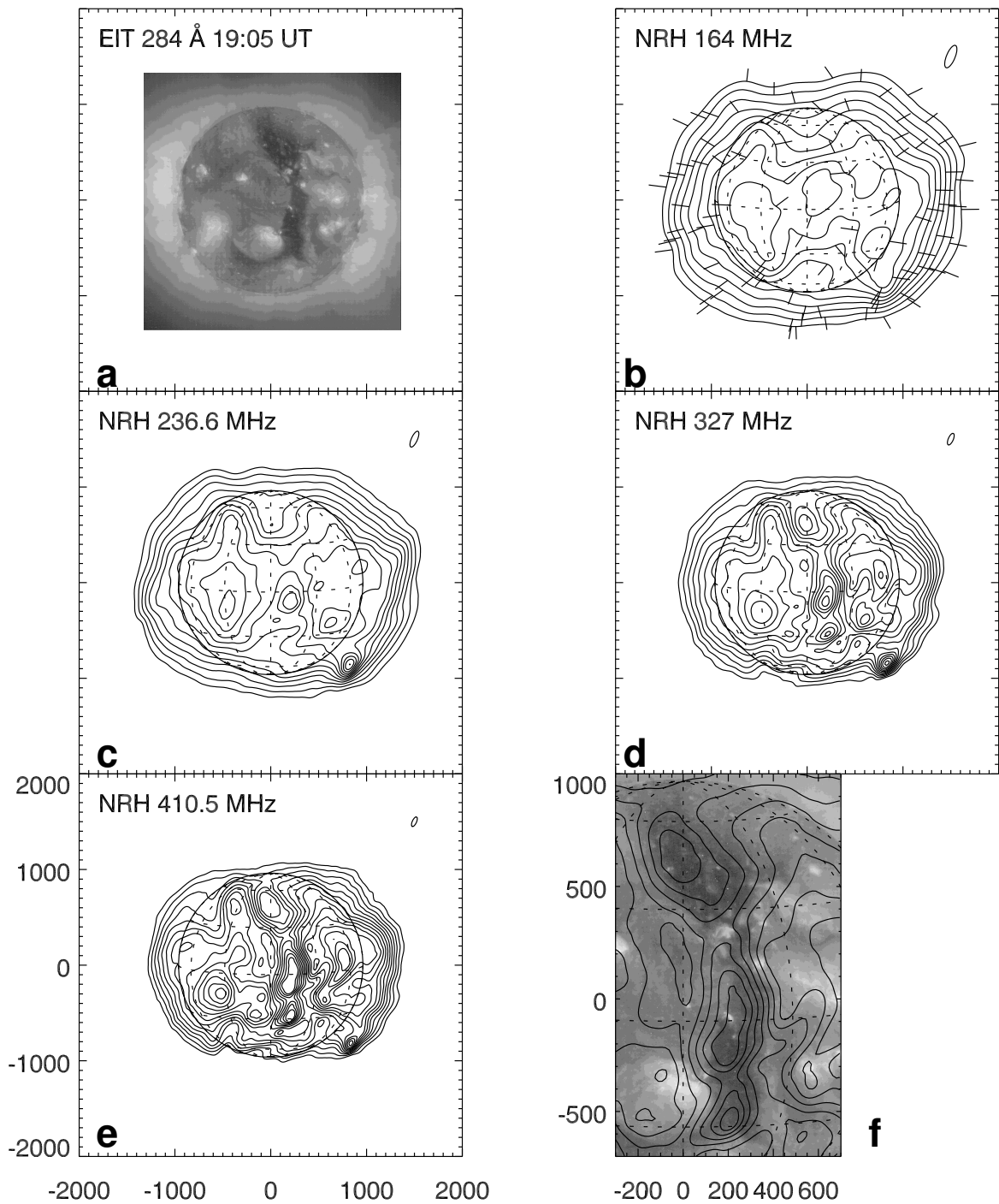


FIG. 2.5 – a) Trou coronal observé le 14 octobre 2000, avec l'instrument SOHO/EIT, et au radio-héliographe (de b) à e)). Excepté à 164 MHz, le trou coronal est observé en dépression aux trois autres fréquences. Le limbe photosphérique est indiqué par le cercle gras, le lobe instrumental par les ellipses, chaque contour correspond à un pas de 50000K. En f), comparaison fine entre SOHO/EIT à 284 Å, tournée aux heures d'observations du NRH, et les observations à 410.5 MHz. Le très léger décalage est d'origine instrumentale et est décrit au premier chapitre.

Fréquence (MHz)	Flux Nançay (SFU)	Flux SGD	Température de brillance (Kelvin)
410.5	41	40	2.3×10^5
327	28	28	2.7×10^5
236.6	18	15	5.4×10^5
164	9	7	$\leq 9 \times 10^5$

TAB. 2.1 – Mesures de températures de brillance en un point du trou coronal observé le 14 octobre 2000. Les flux SGD sont interpolés à partir des valeurs publiées dans les Solar Geophysical Data.

l'importance est bien connue pour la structuration du milieu interplanétaire, avec notamment la présence de la lame neutre interplanétaire (Schwenn, 1990). Il présente donc l'intérêt d'une détection sur le disque, avec une meilleure résolution en longitude, de structures vues par ailleurs au dessus du limbe.

Pour les cartes récentes l'identification se fait également facilement dans le domaine métrique. À 410.5 MHz, la notion de plateau coronal ne semble plus être aussi claire. Considérons la figure 2.6.b, pour laquelle le plateau éventuel est repéré par la zone noire. Pour la carte décimétrique, on voit que la notion de continuité n'existe plus, et que le plateau est extrêmement morcelé par l'apparition de structures additionnelles, en absorption. La différence qui nécessite une étude plus poussée pour être confirmée, tient sans doute du fait de la meilleure qualité et la meilleure sensibilité des cartes radio nouvelles. Cette tendance au morcellement dans le domaine décimétrique, témoigne vraisemblablement d'un effet d'altitude. Si l'on conserve comme hypothèse une origine liée à la ceinture de jets coronaux, on s'attend à ce que les structures à plus basses altitudes soient plus complexes. Enfin, il est possible que la structure en plateau soit très localisée dans la couronne, et s'établisse dans une gamme d'altitudes précise.

Sources individuelles Comme cela a déjà été signalé auparavant, les sources individuelles comprennent des objets dont l'émission est d'origine thermique, et de faibles continua d'orages observables principalement grâce à l'imagerie 2-D. Les continua d'orages sont reliés au transit de régions actives sur le disque, mais ne se situent pas en moyenne au dessus de ces régions, à cause de la trop forte densité électronique (Alissandrakis et al., 1985). Les sources thermiques ne sont pas directement liées aux régions actives transitant, mais plutôt à la ligne neutre photosphérique globale du Soleil (Alissandrakis et Lantos, 1996), ou à des régions intermédiaires entre les facules des régions actives et la ligne neutre globale (Lantos et Alissandrakis, 1999).

2.3.3 Exemples d'observations radio et EUV

Ce paragraphe illustre la capacité d'imagerie en synthèse du radiohéliographe de Nançay rénové. Les observations radio à 410.5 MHz ($\lambda \sim 73$ cm) montrent une similitude remarquable avec les données de l'instrument EIT à bord de SOHO, dans la raie du Fer XII (température 1.6×10^6 K). Pour s'en convaincre, la figure 2.7 présente des observations réalisées un an après le minimum d'activité solaire, le 23 juin 1997, à 432 MHz ($\lambda = 69$ cm, la carte étant déconvoluée par la méthode CLEAN), et en EUV. Les deux figures supérieures montrent en niveaux de gris, la similitude des structures observées aux deux longueurs d'onde à grandes échelles, avec les trous coronaux, mais également à moyennes et petites échelles, avec notamment l'émission thermique des boucles liées aux régions actives. Comme illustré sur la vignette en bas à gauche, où les contours radio sont superposés à l'image EUV, ces sources sont localisées aux mêmes positions que celles données par EIT, même si des effets de densité électronique peuvent déplacer

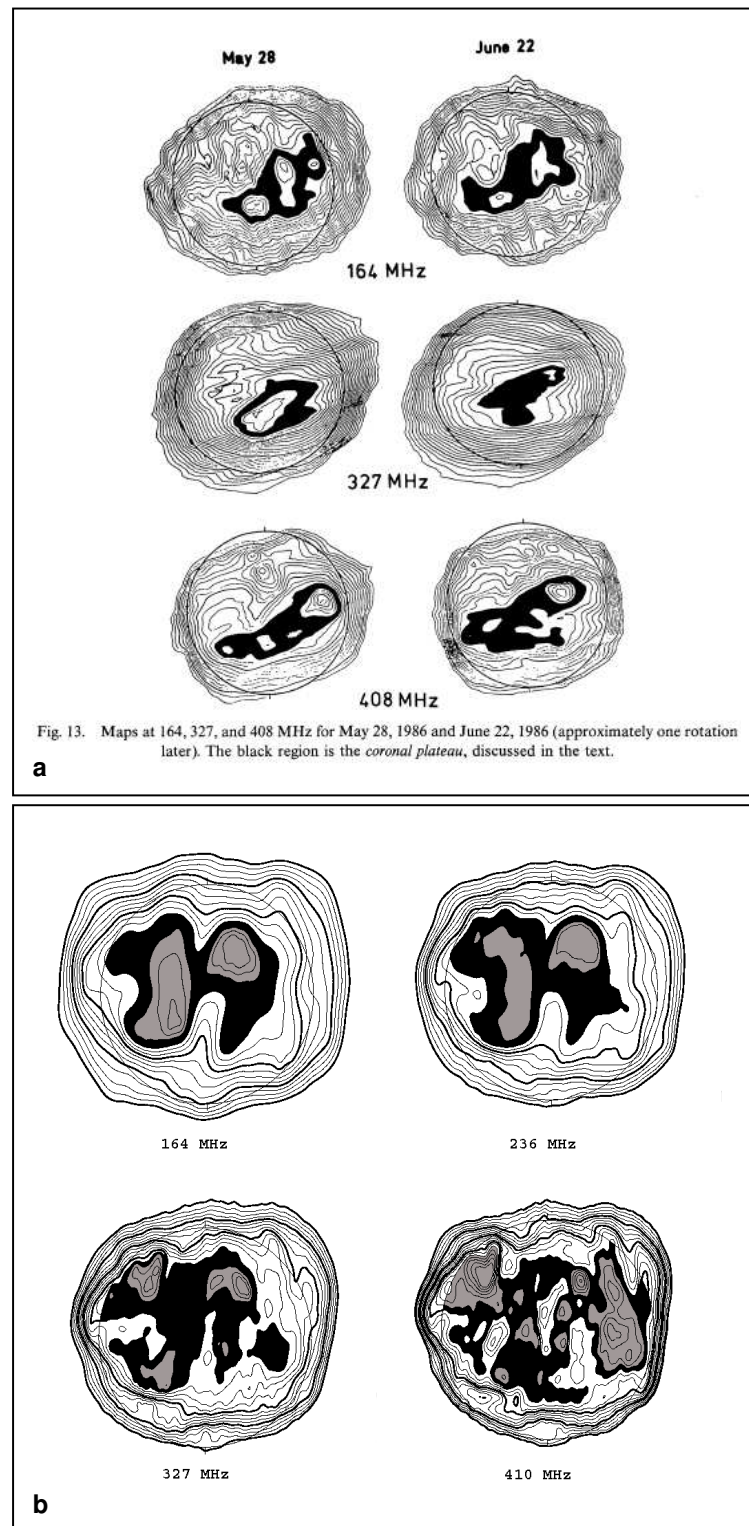


FIG. 2.6 – (a) Premières observations du plateau coronal dans le domaine métrique et décimétrique. D'après Lantos et al. (1992). (b) Observation du plateau coronal dans le domaine métrique et décimétrique, le 10 juin 1997. Le plateau est mis en évidence par les zones noires, tandis que les sources isolées de la composante lentement variable sont en grisé. L'augmentation de la résolution avec la fréquence rend difficile l'identification du plateau à 410.5 MHz. D'après Marqué et al. (1999).

les maxima d'émission ($T_{Bmax} \sim 8.8 \times 10^5 \text{K}$). Pour les trous coronaux, on retrouve, par exemple dans celui du sud, les sous structures observées en Fe XII.

Deux faits nouveaux apparaissent ici :

- ▷ Pour la première fois, aux longueurs d'onde décimétriques, le limbe solaire est observé en émission dans le trou coronal polaire nord (vignettes de droite, en contour, ou en niveau de gris). L'observation du limbe en émission n'est pas fortuite, car elle est courante sur toute la période de minimum 1996-1997. L'interprétation sort du cadre de ce travail. Elle peut être liée aux structures observées par ailleurs au dessus des trous coronaux (macrospicules ou plumes polaires), provenir de l'augmentation brusque de la densité intégrée le long du rayon, lorsque l'on passe le bord solaire, ou être un effet centre-bord semblable à celui qui avait été prévu, à ces fréquences, dans le cadre de modèles d'atmosphère stratifiée (Smerd, 1950), pour le Soleil calme, mais qui n'est pas observé en raison de l'hétérogénéité de l'atmosphère solaire.
- ▷ Le second point important est le thème principal de ce mémoire : l'observation de la contrepartie radio aux longueurs d'onde décimétriques et métriques des filaments solaires. Sur la figure, 2.7, on remarque au Nord Est une structure fine et globalement parallèle à l'équateur solaire (indiquée par une flèche). Elle est associée au couloir de filament vue sur EIT, au même endroit, ainsi qu'à un filament observé en $H\alpha$ qui n'est pas montré ici.

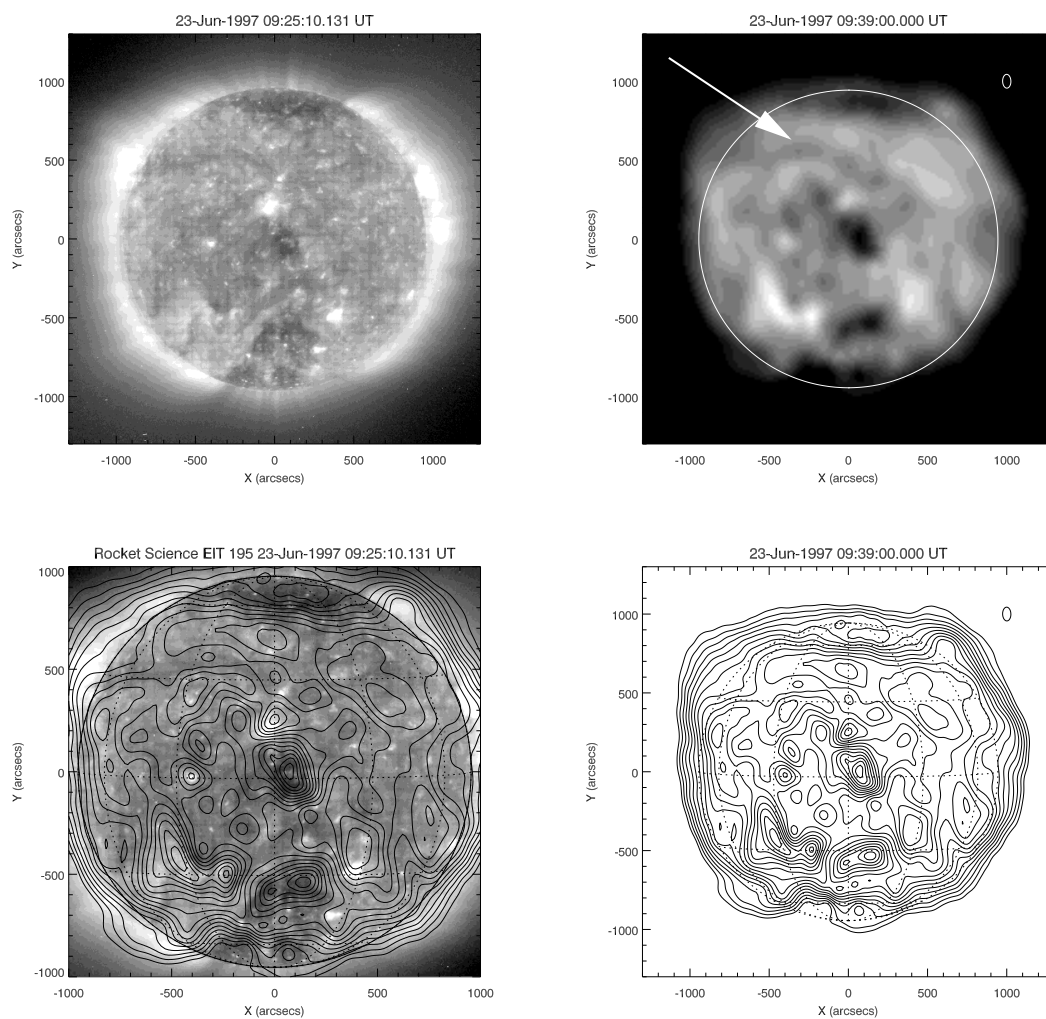


FIG. 2.7 – Comparaisons d'observations EIT dans la raie du Fer XII à 1.6×10^6 K (en haut à gauche) et en radio à 432 MHz ($\lambda \sim 69$ cm) le 23 juin 1997. Sur les cartes radio, le limbe optique est signalé par le cercle, et le lobe par une petite ellipse, l'Est est à gauche, et le Nord, en haut. Le maximum de température de brillance est de 8.8×10^5 K au niveau de la région brillante au Sud-Est.

3

Présentation des filaments solaires

Contents

3.1	Introduction	48
3.2	Présentation générale des filaments solaires	48
3.2.1	Aspects morphologiques	48
3.2.2	Environnement des filaments	49
3.2.3	Structure magnétique des filaments solaires	51
3.2.4	Interface filament couronne	55
3.3	Observations radio des filaments	57
3.3.1	Pourquoi observer en radio	57
3.3.2	Présentation des domaines spectraux d'observation	57

3.1 Introduction

Ce chapitre présente les grandes lignes de la physique des filaments solaires quiescents et éruptifs. Les principales questions qui se posent toujours à l'heure actuelle sont l'origine de ces structures, leur maintien dans la couronne, tant d'un point de vue dynamique que thermique, et enfin les mécanismes ayant trait à leur éruption. Le diagnostic radio permet d'aborder, à défaut d'y répondre totalement, certaines de ces interrogations, comme cela sera expliqué dans les deux chapitres suivants.

3.2 Présentation générale des filaments solaires

3.2.1 Aspects morphologiques

Les filaments solaires sont des structures effilées, observées traditionnellement dans les raies chromosphériques dans lesquelles ils apparaissent en absorption sur le disque et en émission sur le limbe (ils sont alors appelés protubérances). En dehors des éclipses, au cours desquelles des structures en suspension étaient vues dans la couronne, les premières observations spectrographiques ont eu lieu en 1868 avec Lockyer et Janssen. L'association entre filaments et protubérances est établie par Hale et Ellerman en 1903, puis confirmée à l'observatoire de Meudon par d'Azambuja en 1928 (Martres, 1998), dont les travaux jusqu'au milieu du siècle dernier, tracent les grandes lignes de la morphologie et du comportement des filaments (d'Azambuja et d'Azambuja, 1948).

Bien que classiquement observés dans la raie chromosphérique $H\alpha$, les filaments sont des structures coronales en tant que telles, isolées thermiquement du milieu ambiant par le champ

magnétique. Ce sont des lames de matière localisées au dessus d'une ligne d'inversion du champ magnétique photosphérique longitudinal, dont les principales caractéristiques sont les suivantes (Priest, 1994) : comparées aux températures et densités coronales, elles sont relativement froides ($0.5 - 1 \times 10^4 \text{K}$) et environ cent fois plus denses ($10^{10} - 10^{11} \text{cm}^{-3}$). Leurs dimensions sont variables : en longueur : ($60 - 600 \times 10^6 \text{m}$), hauteur ($10 - 100 \times 10^6 \text{m}$), largeur ($4 - 15 \times 10^6 \text{m}$). On mesure par ailleurs un champ magnétique globalement horizontal incliné de 25 degrés en moyenne sur l'axe du filament (Leroy et al., 1983). Des structures latérales sont également observées ; appelées pieds, elles sont localisées sur les nœuds du réseau chromosphérique (Kiepenheuer, 1953), et sont reliées à l'existence de polarités magnétiques parasites dans l'environnement photosphérique du filament. La figure 3.1a présente des filaments montrant des pieds indiqués par les flèches à têtes blanches.

À partir des études statistiques, on distingue deux grandes classes de filaments : les filaments quiescents et les filaments de plages. Les premiers sont localisés en dehors des régions actives dans des zones magnétiques de champ faible (Fig. 3.1a). Leur répartition sur le disque, variable en fonction du cycle solaire, comprend les zones polaires et les zones à moyennes latitudes. En terme de dimensions, ils se classent dans le haut du tableau, jusqu'à, pour certains filaments polaires, ceinturer pratiquement le Soleil (voir figure 3.1c). Les filaments de moyennes latitudes sont en règle générale de dimensions plus réduites. Leur durée de vie peut aller jusqu'à quelques rotations solaires.

Les filaments de plages se situent, eux, dans des régions de champ fort, à altitude plus faible. Leurs dimensions sont d'un ordre de grandeur plus petites, et leur durée de vie également (quelques heures à quelques jours).

3.2.2 Environnement des filaments

Au fur et à mesure que l'on s'éloigne du corps du filament, l'environnement magnétique change. Dans la chromosphère sous-jacente, les filaments surplombent des zones appelées couloirs, dans lesquelles le champ magnétique ambiant présente une structure particulièrement cisaillée, comme le montre l'orientation progressive, le long du filament, des fibrilles observées dans le centre de la raie $H\alpha$ (Martres et al., 1966; Foukal, 1971; Martin, 1998). La figure 3.2 illustre une observation de filaments (fig. 3.2.a-A), de leur couloir (fig. 3.2.a-B) et du champ magnétique photosphérique sous-jacent (fig. 3.2.a-C). Le couloir de filament apparaît clairement comme une zone distincte de la chromosphère, dans laquelle les fibrilles observées dans les ailes de la raie $H\alpha$ disparaissent, par exemple autour du filament F3 (d'après Gaizauskas 1998).

Dans la couronne, l'environnement magnétique est également complexe (Engvold, 1989). On distingue autour du filament une cavité, c'est-à-dire une zone de faible densité et de température coronale, entourée par un système de boucles potentielles. À plus large échelle encore, apparaissent des structures magnétiquement 'ouvertes' sur le milieu interplanétaire ; les jets coronaux. Cette organisation classique, cavité-arcades-jets, est observée très régulièrement au cours d'éclipses (Saito et Tandberg-Hanssen, 1973). Ces observations ont montré que toutes les protubérances étaient liées au moins à un système d'arches les surplombant ; la visibilité de la cavité sous-jacente, moins systématique, dépend certainement des conditions d'observation. Les densités électroniques au sein de ces cavités sont inférieures d'un facteur 2 à 4 à celles mesurées dans la couronne (Engvold, 1988), sans pour autant pouvoir justifier la formation des filaments par condensation de la matière coronale (Saito et Tandberg-Hanssen, 1973).

D'un point de vue purement morphologique, l'étude de l'environnement coronal des filaments reste assez parcellaire dans les domaines EUV et X mous. Elle confirme globalement le schéma observationnel en lumière blanche, avec la découverte des cavités X autour des filaments (Vaiana

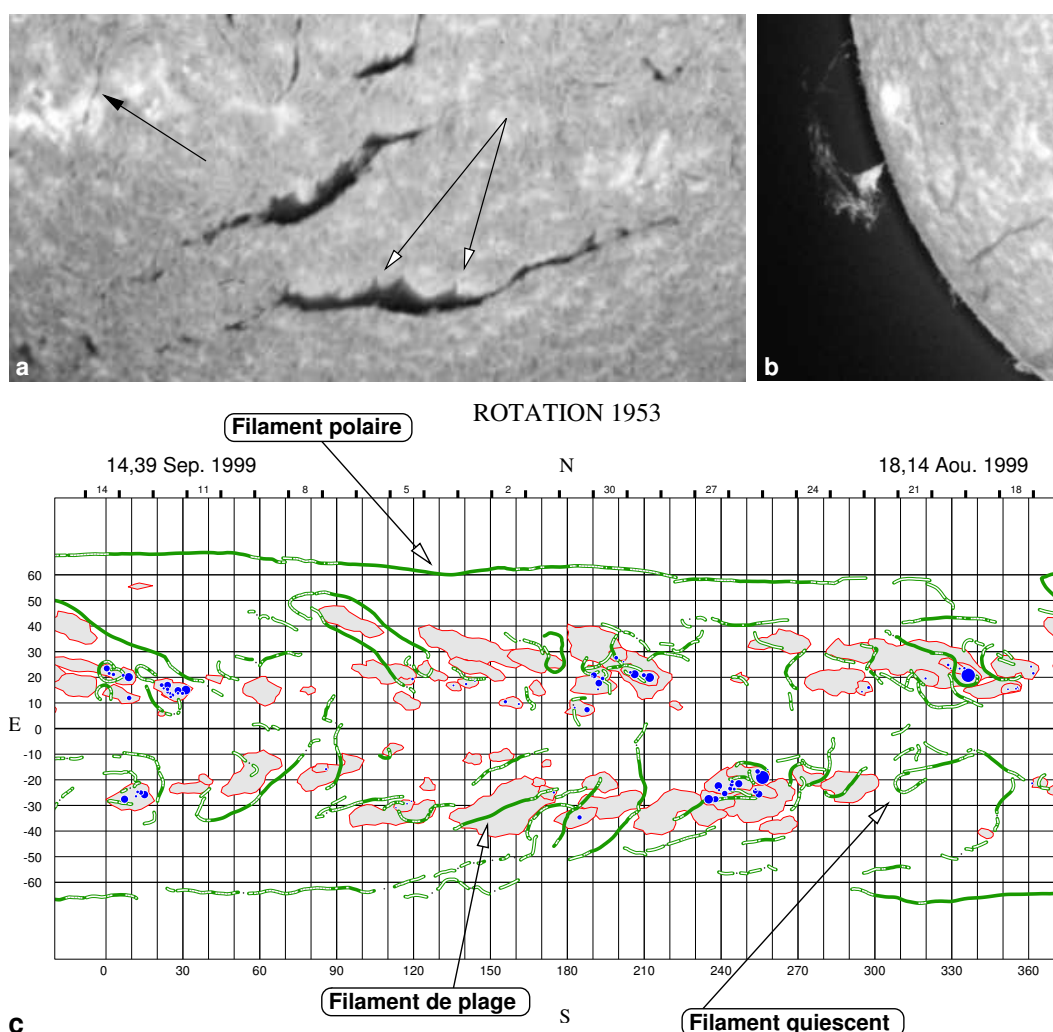


FIG. 3.1 – (a) Filaments solaires observés en H α le 30 juillet 2001. La flèche noire indique la présence d'un filament de plage dans la petite région active, tandis que les deux flèches à points blancs mettent en évidence les pieds du filament quiescent. (b) Protubérance observée le même jour dans le centre de la raie du Calcium (K3). (c) Carte synoptique chromosphérique montrant la répartition des filaments, des taches solaires et des facules. (Observatoire de Meudon)

et al., 1973) sur le disque et sur le limbe, grâce à SKYLAB. Une étude plus poussée, sur deux rotations solaires (Serio et al., 1978), confirme l'existence de dépressions autour de certains filaments sur le disque, mais par ailleurs montre la présence de systèmes d'arches les surplombant. Le système d'arcades entourant le filament est donc confirmé, avec en plus, la possibilité d'observer des dépressions de brillance directement sur le disque, lorsque l'épaisseur optique est suffisamment faible. Là encore, la taille de la cavité et la densité électronique déduite des mesures ne permet pas d'envisager une formation par condensation coronale (Serio et al., 1978). Plus récemment Hudson et al. (1999) ont décrit une observation très claire d'une cavité autour d'un filament quiescent par l'instrument YOHKOH/SXT, en mettant l'accent sur un embrillancement observé autour du filament lui-même, au sein de la cavité (voir Fig. 3.2.b). La faible densité électronique déduite au niveau de cet embrillancement suggère une structure très filamentaire, en tous cas

à faible facteur de remplissage. L'association entre cavités X et couloirs de filaments en terme de dimensions et d'emplacement n'est jamais clairement mentionnée, même si pour le cas étudié par Hudson et al. (1999), un tel lien semble exister (Harvey et Gaizauskas, 1998). Dans son livre, Tandberg-Hanssen (1995) favorise cette association, et propose le schéma suivant. Les arcades X marquent la frontière du couloir chromosphérique, et définissent l'emplacement de la cavité au dessus du filament, telle qu'elle peut être observée sur le limbe.

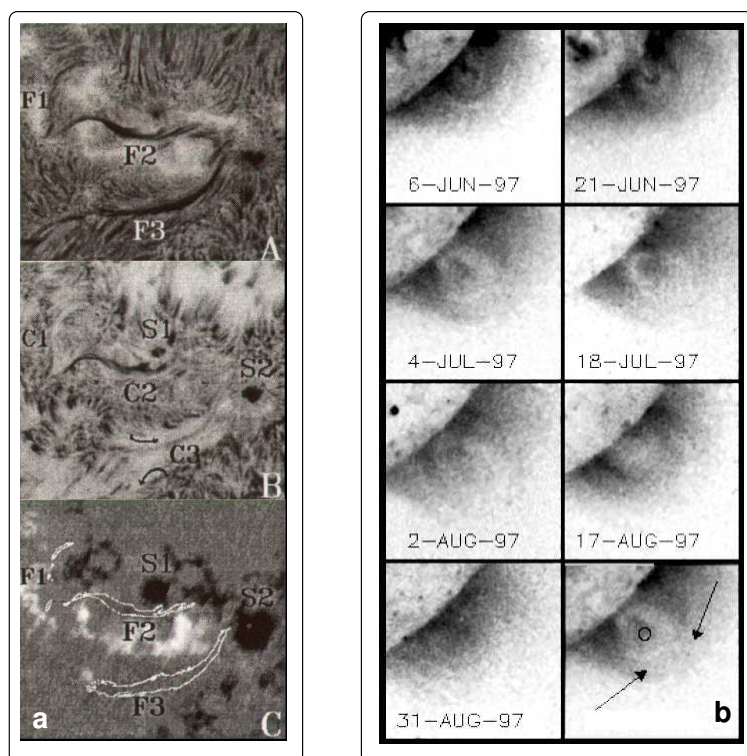


FIG. 3.2 – (a) Observation de filaments dans le centre de la raie $H\alpha$ montrant l'orientation des fibrilles (haut), dans une des ailes ($H\alpha+0.6 \text{ \AA}$) montrant l'emplacement des couloirs, notamment pour le filament F3 (milieu). Le champ magnétique photosphérique est également présenté (bas). D'après Gaizauskas (1998). (b) Observation d'une cavité coronale en rayons X par YOHKOH/SXT. D'après Hudson et al. (1999).

3.2.3 Structure magnétique des filaments solaires

Les raisons pour lesquelles les filaments ou protubérances se maintiennent dans la couronne tiennent à la topologie du champ magnétique, dont on sait qu'il est essentiel dans toute la physique des plasmas solaires et astrophysiques. Les premières pistes suggérant l'implication du champ magnétique sont tracées par Menzel en 1951, qui exprime en premier l'équilibre magnétohydrostatique pour ce genre de structures. Dans les cinquante années qui suivent, deux grandes classes de modèles servent de référence : le modèle de Kippenhahn-Schlüter (1951) et celui de Kuperus et Raadu (1974) (voir Tandberg-Hanssen 1998 pour une introduction historique à ce sujet).

Le filament ou la protubérance quiescente est donc en équilibre magnétohydrostatique dans la couronne, dans un jeu de forces impliquant le champ de gravité, les gradients de pression

gazeuse, et la force de Lorentz. Cet équilibre s'écrit :

$$\rho \mathbf{g} - \nabla P + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad (3.1)$$

Dans le cadre des plasmas non relativistes, l'équation de Maxwell–Ampère se réécrit :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j} \quad (3.2)$$

Ceci permet d'exprimer la force de Lorentz selon deux composantes :

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = -\nabla \left(\frac{B^2}{2\mu} \right) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} / \mu \quad (3.3)$$

Le premier terme de droite, par analogie avec l'expression de la pression gazeuse, est la pression magnétique, tandis que le second est un terme de tension des lignes de champ. L'équation 3.1 se réécrit alors :

$$-\nabla \left(\frac{B^2}{2\mu} \right) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} / \mu - \nabla P + \rho \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (3.4)$$

Sous des conditions d'évolution quasi statiques, et dans les cas les plus simples, l'équation précédente se réduit à l'expression suivante :

$$-\nabla \left(\frac{B^2}{2\mu} \right) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} / \mu = \mathbf{0} \quad (3.5)$$

C'est la situation du champ sans force, qui montre qu'un élément de plasma peut être en équilibre sous l'effet de la force de Lorentz seule. Les points d'équilibre se trouvent dans les creux des lignes de champ magnétique, aux endroits où la composante verticale du champ s'annule. L'existence de ces creux apparaît comme des conditions indispensables à l'existence d'un filament.

Deux classes de filaments se distinguent par le sens du champ magnétique vis-à-vis de la ligne neutre photosphérique. Ceux pour lesquelles la composante transverse du champ magnétique est dans le même sens qu'une simple arcade potentielle prenant naissance dans la photosphère, ont une polarité normale ; à l'opposé, on parle de polarité inverse. La polarité inverse est statistiquement majoritaire, comme l'ont montré Leroy (1989), et Bommier et Leroy (1998), dans une étude portant essentiellement sur des filaments polaires. Ces deux catégories sont classiquement rattachées aux deux principales classes de modèles ; Kippenhahn–Schlüter (KS) pour les polarités normales, et Kuperus–Raadu (KR) pour les polarités inverses. La figure 3.3 présente schématiquement l'organisation du champ magnétique autour de la protubérance dans les deux modèles. Dans chaque cas, le creux magnétique est bien le lieu où se situe le matériau du filament, mais la configuration globale est totalement différente (Tandberg-Hanssen, 1995).

Y-a-t'il des évidences observationnelles permettant de favoriser l'une ou l'autre de ces classes de modèles ?

Comme cela vient d'être dit, les modèles KS sont associés, dans la littérature, aux filaments présentant une polarité normale. Néanmoins, comme le souligne Démoulin (1998), l'article original (en allemand) de Kippenhahn et Schlüter (1951) favorise plutôt une polarité quadrupolaire comme configuration probable, dans laquelle les polarités immédiatement sous le filament sont inverses. Si, de plus, on considère la proportion de polarités inverses (90 %, Bommier et Leroy 1998) mesurées par des méthodes permettant d'obtenir les 3 composantes du champ (effet Hanle), la question n'est plus de trancher selon les polarités inverses ou normales, mais selon les modèles quadrupolaires ou en tubes de flux magnétiques.

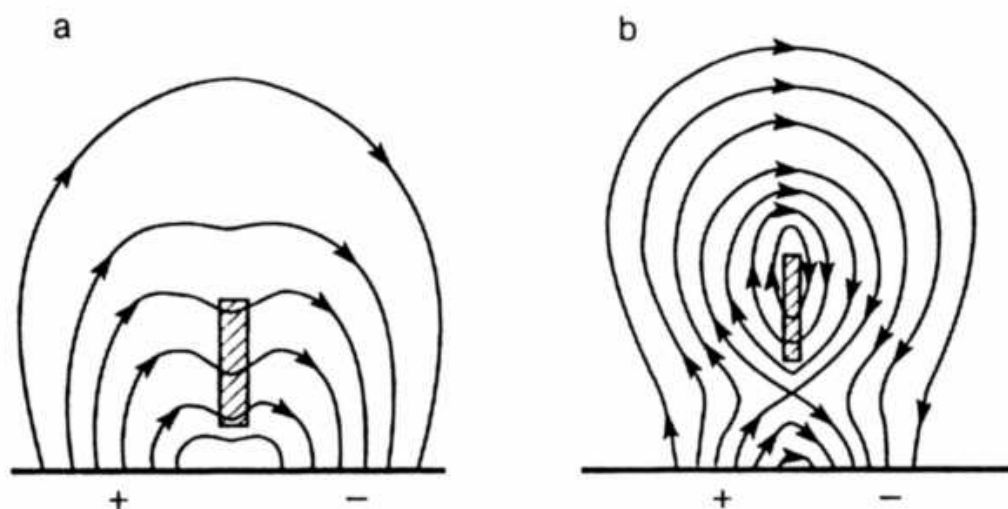


FIG. 3.3 – (a) Modèle de type Kippenhahn–Schlüter pour les filaments à polarité normale. (b) Modèle de type Kuperus–Raadu pour les filaments à polarité inverse. Le filament est schématisé par la zone hachurée. D’après Tandberg-Hanssen (1995).

D’un point de vue théorique, l’existence même des creux magnétiques semble acquise. Observationnellement, la question reste cependant ouverte, puisque seule une observation convaincante, portant sur un filament éruptif semble compatible avec leur présence (Rompolt, 1990). Néanmoins, un certain nombre d’arguments permettent de confirmer leur rôle comme le rappellent Aulanier et Démoulin (1998) : l’échelle de hauteur du plasma dans un filament est plus petite que la protubérance elle-même, excluant l’invocation d’un équilibre hydrostatique. Ceci est confirmé par l’absence d’observations de vitesses de chute libre dans le corps des filaments.

Les mesures vectorielles de champ magnétique dans les protubérances, et la très grande majorité des polarités inverses, tendent à favoriser les modèles de type KR ou quadrupolaires, au dépend des modèles d’arcades bipolaires. D’un point de vue modélisation, l’impossibilité pratique d’obtenir des creux dans des arcades bipolaires dans un modèle 2.5-D affaiblit la classe KS. En 3-D, sous des conditions quelque peu extrêmes (cisaillement important du champ magnétique par déplacement, le long de la ligne neutre, des pieds de l’arcade), il est possible de produire un creux magnétique capable de soutenir un matériau froid (Antiochos et al., 1994), et d’obtenir des configurations magnétiques inverses. Néanmoins, il manque un support observationnel à de tels mouvements des pieds des lignes de champ (figure 3.4a).

La structure générale du champ magnétique dans le corps et dans l’environnement du filament, notamment l’angle prononcé de la direction du champ vis-à-vis de l’axe, la structuration des fibrilles observées dans les couloirs de filaments (Martin, 1998), fait que majoritairement, les modèles actuels favorisent l’existence d’un tube de flux magnétique torsadé (figure 3.4b), au creux duquel le matériau froid du filament vient se loger (voir Anzer 1989; Tandberg-Hanssen 1995 pour des revues à ce sujet). Les modèles les plus récents en 3-D prennent ‘naturellement’ en compte les structures à moyennes échelles comme les pieds des filaments (Aulanier et Démoulin, 1998), et peuvent raisonnablement prédire l’aspect général des filaments, à partir du champ magnétique photosphérique (Aulanier et al., 2000).

C’est peut être en définitive dans l’observation des cas éruptifs des filaments qu’il faut rechercher les preuves observationnelles des structures en tube de flux. Certaines éruptions montrent

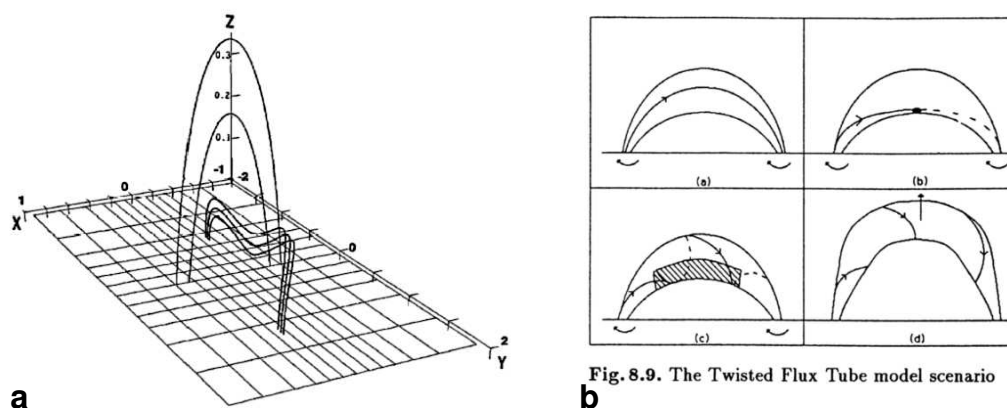


FIG. 3.4 – (a) Configuration magnétique présentant un creux magnétique sans tube de flux. Le creux est obtenu par étirement des points d’ancrage le long de la ligne neutre. D’après Antiochos et al. (1994) (b) Création d’un tube de flux magnétique par torsion de lignes de champ. D’après Priest (1994).

clairement la géométrie hélicoïdale des filaments au cours des phases pré-éruptives ou de leur ascension (Vršnak et al., 1991; Hori, 2000). Des tubes de flux à grande échelle sont par ailleurs observés dans le milieu interplanétaire, sous l’appellation de nuages magnétiques (Marubashi, 1997).

La figure 3.5 présente deux observations de filaments éruptifs, l’une par SOHO/EIT, et l’autre par SOHO/LASCO. Elle montre comment au cours de l’éruption lente en (a) ou rapide en (b), la protubérance se déploie en un mouvement de torsion (en particulier en (b)). Dans l’image (a), la protubérance en ruban montre manifestement une rotation autour de son axe principal.

Considérant l’approche en tubes de flux, la question se pose de relier ce genre de configurations aux observations de l’environnement des filaments. Il s’agit notamment de faire le lien entre les cavités coronales et le tube de flux hypothétique ; établir la relation entre les couloirs de filament observés dans les raies chromosphériques et les dépressions entourant les filaments en X d’une part, et d’autre part les cavités observées en lumière blanche ou en X.

Une première piste est de suivre la démarche phénoménologique de Martin (1998), qui montre l’existence d’une chiralité au niveau des filaments et des structures magnétiques qui les entourent. La règle établie statistiquement, relie la direction du champ magnétique moyen du filament et la structure bipolaire sous-jacente. Dans l’hémisphère nord du soleil, et vue de la polarité positive, le vecteur champ magnétique est dirigé vers la droite, établissant une configuration dextrale ; les pieds du filament sont orientés dans la direction du champ, tandis que les arcades les surplombant ont une configuration sinistrale (gauche), par rapport à la ligne neutre. L’inverse se produit dans l’hémisphère sud. Selon Martin (1998), la cavité est donc une zone qui sépare deux structures de chiralités différentes.

La deuxième piste réside dans l’étude des phénomènes éruptifs à la surface du Soleil, et la manière dont la couronne se restructure autour du site éruptif. Cela sera développé dans un prochain chapitre.

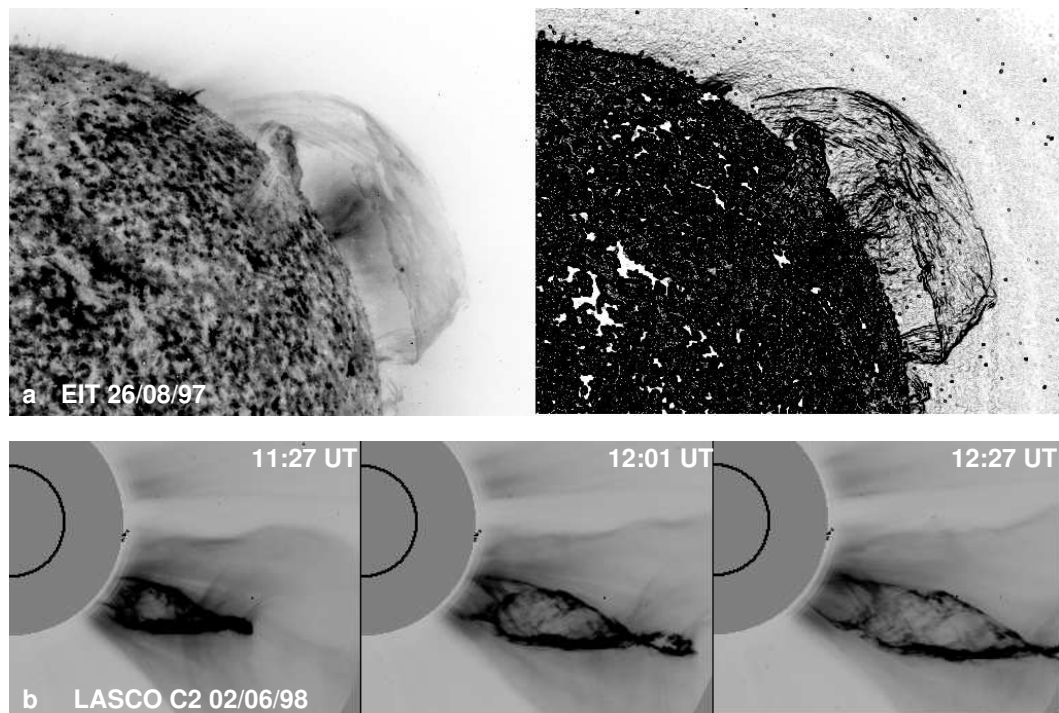


FIG. 3.5 – (a) Éruption d'un filament vue par SOHO/EIT le 26 août 1997 à 304 \AA . La structure en ruban du filament est mis en évidence dans l'image de droite, et notamment la torsion du filament autour d'un axe longitudinal. (b) Éjection d'un filament observée par le coronographe SOHO/C2 le 02 juin 1998. Les trois vues successives montrent le déploiement de la structure hélicoïdale du filament.

3.2.4 Interface filament couronne

La structure du champ magnétique au sein des filaments et dans leur environnement proche isole thermiquement le plasma froid du reste de la couronne. On peut donc envisager une zone de transition entre le filament et le reste de l'atmosphère solaire, par analogie avec la région de transition chromosphère couronne. Cette région couramment appelée PCTR (Prominence Corona Transition Region) est l'objet de nombreuses observations et de recherches. Elles mêlent à la fois les problèmes liés au transfert de rayonnement dans des milieux optiquement épais (raies chromosphériques ou radio millimétrique) et optiquement minces (raies ultraviolettes), et les questions liées à la structuration magnétique de la protubérance elle-même (structure fine); ce dernier point est indépendant du problème de suspension. Les principales caractéristiques de cette région de transition sont les suivantes (Vial, 1990) :

Épaisseur : Quelques dizaines de kilomètres

Pression moyenne : 0.1 dyn.cm^{-2}

Gradient de température : $10^{-2} - 10^{-3} \text{ K.cm}^{-1}$

Facteur de remplissage : 0.01–0.1

Derrière ce jeu de données se cachent en fait de grandes incertitudes quant au bilan énergétique du filament et de sa région de transition, le rôle de la structure fine dans les échanges thermiques, et plus généralement du champ magnétique; et enfin, les sources de chauffage. Ceci

se reflète sur le bilan thermique qui peut s'exprimer de la manière suivante :

$$Q_H = Q_R + Q_C + Q_M \quad (3.6)$$

Q_H représente le terme de chauffage de cet équilibre dont la forme exacte reste inconnue en général, et notamment dans la région de transition, mais qui comprend une composante ohmique, et une composante mécanique (ondes par exemple).

Q_R est le terme de perte radiative dont la dépendance en température est déterminée de manière empirique (Raymond et Smith, 1977). Elle prend la forme suivante (Priest, 1982) :

$$Q_R = n_e n_H \psi(T) T^{\alpha(T)} \quad (3.7)$$

et présente un maximum autour de 10^5 K.

Q_C est le terme conductif qui s'exprime ainsi :

$$Q_C = -\kappa(T) \nabla T \quad (3.8)$$

où $\kappa(T) \propto T^{5/2}$. En pratique, on peut considérer le terme conductif parallèlement ou perpendiculairement à la direction du champ magnétique local : $Q_C = -\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T - \kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T$. Cette distinction est importante compte tenu des ordres de grandeur des deux termes. La plupart du temps on a $\kappa_{\parallel} \gg \kappa_{\perp}$, ce qui signifie que la conduction thermique se fait presque exclusivement le long des lignes de champ magnétique. Au final, on peut donc écrire : $Q_C = -\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T$.

Le dernier terme Q_M est relatif aux mouvements de matière. Comme l'indique Engvold (1989), les vitesses mesurées dans la région de transition ne permettent pas en principe de négliger ce terme.

L'évolution de la mesure d'émission différentielle en fonction de la température, permet de suivre le comportement du bilan énergétique. Cette notion est définie ainsi : $A_{dem} = n_e^2 (dz/dT)$, et son évolution est illustrée à la figure 3.6. On peut distinguer deux régimes. Pour $T \geq 10^5$ K, la mesure d'émission différentielle dans un diagramme log-log varie proportionnellement à la température (droite de pente 5/2), ce qui signifie que le terme dominant dans l'équation 3.6 est le terme conductif. À basse température, l'évolution de l'émission différentielle est plus critique, et les autres termes ne peuvent être négligés. Dans tous les modèles de région de transition, le point faible est notamment la méconnaissance du terme de chauffage devant celle du terme enthalpique correspondant aux mouvements de matière (Chiuderi et Chiuderi Drago, 1991). L'autre paramètre important, pour l'interprétation radio notamment, est la pression électronique.

3.3 Observations radio des filaments

3.3.1 Pourquoi observer en radio

Quelles réponses aux questions concernant la région de transition, ou la structure magnétique, les observations radio peuvent-elles apporter ? Tout dépend bien entendu de la longueur d'onde utilisée et à quelles structures on s'intéresse. La variation de l'épaisseur optique dans le domaine radio implique que les différentes longueurs d'ondes sondent différentes structures dans le système filament-région de transition-cavité. Les éventuels apports du diagnostic radio à la compréhension de l'environnement du filament dépendent par ailleurs très fortement de l'instrumentation utilisée, et notamment de la résolution instrumentale. Les filaments sont typiquement des structures de quelques dizaines de secondes d'arc de large ; ils sont le plus souvent sous la limite de résolution de l'instrument, entraînant donc des effets de convolution, notamment un

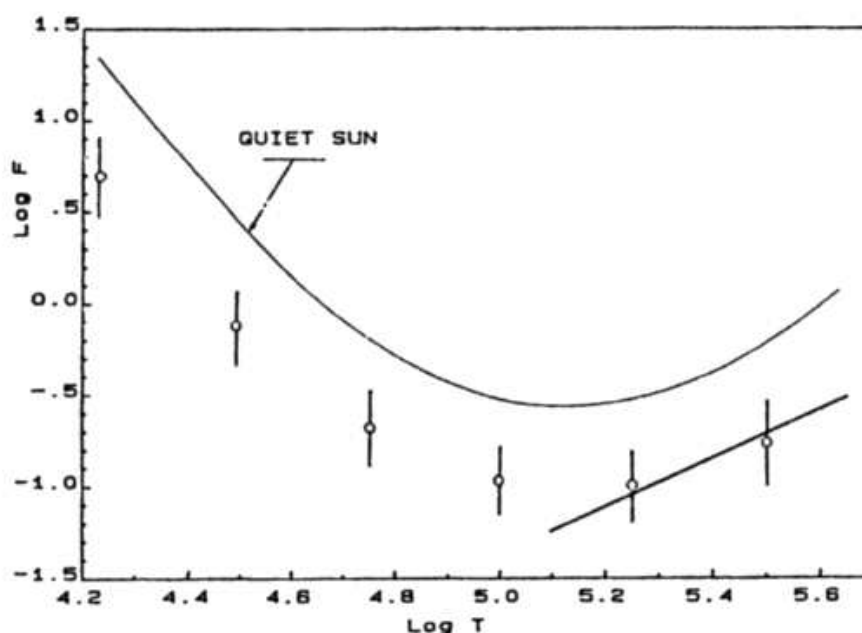


FIG. 3.6 – Évolution de la mesure d'émission différentielle pour la région de transition chromosphère couronne, d'après des mesures Skylab. D'après Engvold (1989).

élargissement du filament radio. Ce problème est l'une des sources importantes de confusion qui règnent dans ce domaine.

La première observation radio d'un filament date de la fin des années 50 avec les travaux de Khangil'Din (1964), dans le domaine millimétrique. Depuis, tout le spectre électromagnétique depuis le submillimétrique (Bastian et al., 1993) jusqu'au métrique long (Dulk et Sheridan, 1974) a été exploré dans ce domaine, incluant les résultats présentés dans ce mémoire. L'écrasante majorité des observations radio se rapportant à des filaments fait état de dépressions de brillance relatives au Soleil calme, et ce dans quasiment tout le spectre évoqué précédemment.

3.3.2 Présentation des domaines spectraux d'observation

Submillimétrique et millimétrique

Dans le domaine submillimétrique, peu d'observations ont été réalisées. Bastian et al. (1993) ont montré, par des mesures sur des protubérances, que l'épaisseur optique des filaments était petite, et que leur faible contraste ne permettait pas de les distinguer du Soleil calme. À l'inverse, des dépressions de brillance sont décrites en coalignement avec le couloir de filament sous-jacent. L'origine de la dépression est due selon eux à l'action du champ magnétique dans le couloir lui-même, qui bloque l'apport d'énergie de la chromosphère.

Dans le domaine millimétrique et centimétrique, le nombre d'observations plus important ne permet cependant pas de trancher clairement sur l'origine de la dépression. Compte tenu de l'épaisseur optique, les observations millimétriques proviennent a priori du corps du filament lui-même, tandis que pour $\lambda \geq 1\text{cm}$, seule la région de transition est accessible (Chiuderi Drago,

1990). En millimétrique, les filaments radio sont vus comme des dépressions de brillance, dont l'origine est vraisemblablement l'absorption, par le matériau froid du filament, du rayonnement chromosphérique sous-jacent (Khangil'Din, 1964). Néanmoins, certaines observations laissent penser que d'autres sources sont possibles. Par des études statistiques, Schmahl et al. (1981) et Hiei et al. (1986), montrent que seulement 2/3 des dépressions radio millimétriques sont associées à un filament, alors qu'à l'inverse, tous les filaments $H\alpha$ ont une contrepartie radio. L'association ligne neutre-dépression est elle, plus convaincante. Certaines dépressions ne sont pas associées à un filament immédiatement, mais le lendemain, ou le surlendemain (Hiei et al., 1986); à l'inverse, des dépressions persistent après l'éruption dynamique d'un filament (Kundu et Lantos, 1977), bien que moins profondes. Ce genre d'observations, couplées à celles du domaine submillimétrique, laissent supposer qu'une partie de la dépression millimétrique peut provenir du couloir de filament sous-jacent. À l'inverse, Vršnak et al. (1992), étudiant l'association des dépressions de brillance avec les lignes neutres magnétiques à 8 mm, ont montré une forte association filaments/dépression, mais uniquement en prenant en compte les rotations de Carrington encadrant l'échantillon temporel étudié. Les auteurs insistent eux-mêmes, sur le faible taux d'associations filaments et dépressions, à un instant donné. Ils assimilent enfin l'absence de filaments dans certaines dépressions radio, à la présence de matériau absorbant trop chaud pour être vu dans les raies chromosphériques.

Centimétrique

Dans le domaine centimétrique, dans lequel la majorité des filaments est vue en absorption, les interprétations données par les différents auteurs, varient comme l'indique le tableau 3.1. Plusieurs pistes se dégagent néanmoins. Tout d'abord, Raoult et al. (1979) ont montré que l'effet de convolution du lobe était responsable de la grande dispersion des largeurs de filaments radio (comparées aux filaments optiques), critère qui était invoqué pour mettre en avant le rôle de la cavité, au moins pour les longueurs d'onde les plus courtes. Le spectre obtenu, en prenant en compte le critère de lobe, présente une dispersion beaucoup plus faible à courtes longueurs d'ondes, et permet à Lantos et Raoult (1980) de favoriser la région de transition, comme origine la plus probable. Deux observations à haute résolution spatiale, ont montré par ailleurs un embrillancement au niveau du filament. La première, à 2.8 cm (Bracewell et Graf, 1981), présente un pic d'émission localisé sur le filament, lui-même inclus dans une dépression de brillance assimilée à la cavité coronale. La seconde (Gary, 1986), à 2 cm, présente des pics d'émission sur le bord du filament vu en dépression. Excluant tout artefact de reconstruction d'image, l'auteur avance comme explications, soit l'émission de la région de transition, soit l'émission provenant des pieds des arches magnétiques de l'environnement du filament. Ces deux observations restent néanmoins marginales, et on ne peut sans doute pas exclure, pour la deuxième au moins, des artefacts d'imagerie. Toujours à haute résolution spatiale, Kundu et al. (1986) montrent, avec le VLA, que les observations à 21 cm coïncident physiquement avec l'extension du couloir de filament dans la raie de l'hélium, indiquant la présence d'une cavité, mais que le minimum de dépression est localisé sur le filament $H\alpha$. À 6 cm, pour les mêmes données, ils montrent également qu'une région de transition est observée, et proposent un modèle dont les grandes lignes sont les suivantes. En terme de bilan énergétique, ils postulent un équilibre entre le flux conducteur provenant de la couronne, et les pertes radiatives. Leur conclusion est que seule une pression en loi de puissance $P = aT^n$ permet de rendre compte des observations radio. Dans sa revue, Chiu-deri Drago (1990) souligne néanmoins les faiblesses d'une telle interprétation, d'une part en ce qui concerne les basses températures, pour lesquelles l'équilibre pertes radiatives/conduction ne suffit pas, et d'autre part, pour le choix d'une loi de puissance pour la pression, dont la validité

physique n'est pas assurée. Son propre modèle alternatif prend en compte d'une part un terme de chauffage synthétique et une pression constante, et l'importance de la direction du champ magnétique avec celle du gradient de température, autrement dit l'action du champ magnétique sur le flux conductif. Ceci permet de minimiser les écarts entre les températures de brillance mesurées pour les filaments, et celles déduites des mesures d'émission différentielle en U.V. sur des protubérances.

Métrique

Dans le domaine métrique court, une seule observation était jusqu'à présent rapportée par Lang et Willson (1989). Utilisant le VLA, ils décrivent une émission prononcée au dessus du filament $H\alpha$, qu'ils attribuent à l'émission de la région de transition. Reprenant le modèle développé par Kundu et al. (1986), ils montrent que leur observation est compatible avec celui-ci. Leur interprétation en tant que région de transition peut être discutée. En premier lieu, le filament étudié se trouve à proximité de plages faculaires dont il semble difficile de ne pas tenir compte. Les boucles magnétiques émergeant de ces plages constituent une série de sources d'émission non résolues par les instruments métriques. Par ailleurs, Chiuderi Drago (1990) a relevé leur utilisation erronée du modèle de Kundu et al. (1986), et notamment le fait qu'ils n'aient pas retiré la contribution du Soleil calme. Si leur observation n'est pas mise en doute, il paraît plus probable qu'elle est liée aux arcades surplombant le filament.

À plus grandes longueurs d'onde encore, les observations sont également assez contradictoires. Axisa et al. (1971) ont décrit l'existence de sources métriques en co-rotation avec les filaments quiescents $H\alpha$, attribuées aux jets coronaux qui les surplombent, ceci avec un instrument 1-D. Si Dulk et Sheridan (1974) ont confirmé cette association pour une observation à 160 et 80 MHz en 2-D, aucun lien statistique n'a été relevé sur des cartes de synthèse faite à Nançay à 169 MHz (Alissandrakis et Lantos, 1996), ni sur les séries d'observations présentées dans le présent mémoire.

Le bilan de ces observations montre la capacité du diagnostic radio à sonder l'environnement thermique du filament (région de transition), dans le domaine centimétrique, ainsi que l'environnement magnétique, pour le domaine décimétrique court ($\lambda = 21$ cm). Les observations apportées dans ce mémoire complètent, pour la première fois et de manière plus systématique, les domaines décimétriques longs et métriques ($\lambda \geq 70$ cm).

Observations	Longueur d'onde (cm)	Résolution	Observation	Interprétation
Chiuderi Drago et Felli (1970)	1.95	2.1 arcmin	Dépression	Région de transition
Butz et al. (1975)	2	1 arcmin	Dépression	Région de transition
Chiuderi Drago et al. (1975)	6	2.6 arcmin	Dépression	Région de transition
Straka et al. (1975)	3.8	4.4 arcmin	Dépression	Cavité
Pramesh Rao et Kundu (1977)	1.4, 2, 3.8	1.5, 2.2, 4.4	Dépression	Région de transition
Kundu et al. (1978)	1.2, 2.8, 6, 11	0.67-5 arcmin	Dépression	Cavité
Bracewell et Graf (1981)	2.8	17 arcsec	Dépression	Cavité
Dulk et Gary (1983)	21	40 arcsec	+Embrillancement	Modèle Straka et al. (1975)
Gary (1986)	6, 20.6	6, 15 arcsec	Dépression	Cavité?
Kundu et al. (1986)	6, 20	2	Dépr.+Embrill.	Cavité à 21 et 6 cm
Chiuderi Drago et al. (2001)	1.76, 3.6, 6.1, 20.6	$\sim 20, \sim 65$ arcsec	Dépression	Cavité +R.T.
Axisa et al. (1971)	169	10, 7.9, 13.4, 45.3	Dépression	Région de transition
Dulk et Sheridan (1974)	187, 375		Source	Streamer
Lang et Willson (1989)	90		Source	Streamer
			Émission	Région de transition

TAB. 3.1 – Principales observations dans le domaine centimétrique, décimétrique et métrique de l'environnement magnétique et coronal du filament.

Contrepartie radio décimétrique des filaments quiescents

Contents

4.1	Introduction	61
4.2	Les faits observationnels	63
4.2.1	L'échantillon	63
4.2.2	Dépressions radio associées aux filaments	63
4.2.3	Localisation des dépressions	64
4.2.4	Morphologie des filaments optiques associés à des dépressions radio	65
4.2.5	Association avec la ligne neutre photosphérique	66
4.2.6	Température de brillance dans les dépressions	69
4.2.7	Autres fréquences	71
4.2.8	Bilan des faits observationnels	72
4.3	Origine de la dépression radio	73
4.3.1	Observation d'un transit de filament quiescent et de sa cavité coronale	73
4.3.2	Rôle de la région de transition dans la dépression radio	77
4.4	Conclusion	81

4.1 Introduction

Le chapitre précédent a rappelé sous quelles conditions les filaments solaires ont été observés dans le domaine métrique et décimétrique : tous les travaux font référence à des sources d'émission localisées au dessus du filament, associées soit à la région de transition, ou à la surdensité électronique correspondant à la présence de jets. Au cours de son travail de thèse dont le thème était l'imagerie radio des sursauts solaires, Delouis (1999) a présenté une première observation à 410.5 MHz faisant état d'une dépression de brillance au dessus d'un filament quiescent. Le présent mémoire propose la première étude systématique de l'environnement des filaments quiescents et éruptifs (chapitre suivant), dans le cadre de l'imagerie par synthèse d'ouverture des structures calmes de la couronne. Pour des raisons qui ont été présentées au premier chapitre, l'imagerie par synthèse nécessite des périodes de faible activité solaire, sans émission sporadique, ce qui favorise naturellement les périodes proches du minimum d'activité solaire ; le dernier ayant eu lieu en 1996. La majorité des cartes de synthèse a été réalisée pendant les mois d'été de la période 1996-1997, comme le montre la figure 4.1, qui présente l'évolution temporelle de l'indice

international des taches solaires (RI) en fonction du temps. La zone en gras délimite la période d'étude, tandis que les flèches pointent les éruptions de filaments présentées au chapitre suivant. Le contexte scientifique international est par ailleurs très favorable, puisqu'en plus des instruments sols de routine tels que l'héliographe ou le spectrohéliographe de Meudon, des missions spatiales solaires comme YOHKOH (1991) ou SOHO (1995) viennent compléter cette approche multi longueurs d'onde.

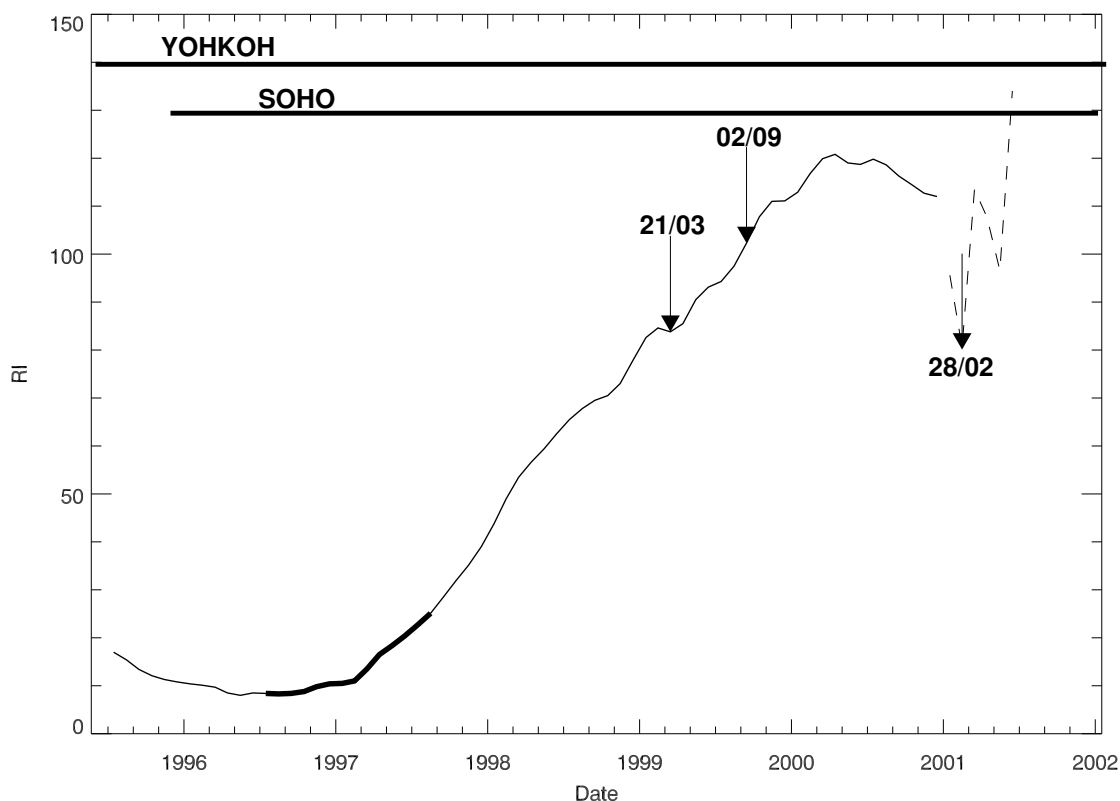


FIG. 4.1 – Vue synoptique montrant la période principalement étudiée au cours de cette thèse. Les flèches pointent les éruptions de filament qui seront discutées dans le chapitre suivant.

Une étude statistique a donc été menée sur la période Avril-Juillet 1997, portant sur environ 115 observations de filaments quiescents repérés en premier lieu sur les spectrohéliogrammes de l'observatoire de Meudon. Un premier exemple est donné à la figure 4.2, qui montre une dépression de brillance observée à 73 nm de longueur d'onde au dessus d'un filament, le 14 juin 1997. Au creux de la dépression principale, 3 des 4 minima correspondent dans ce cas à la présence d'une structure dense en $H\alpha$. À la précision de pointage près, la dépression radio est décalée par effet d'altitude par rapport au filament optique. Ce genre d'observations pose plusieurs questions auxquelles nous tenterons de répondre :

- Quelle est l'origine de la dépression, au regard des travaux effectués à plus courte longueur d'onde ?
- Observe-t'on tous les filaments $H\alpha$, et sinon, quels sont les critères de visibilité ?
- Ces observations peuvent-elles contraindre les modèles actuels de filaments ?

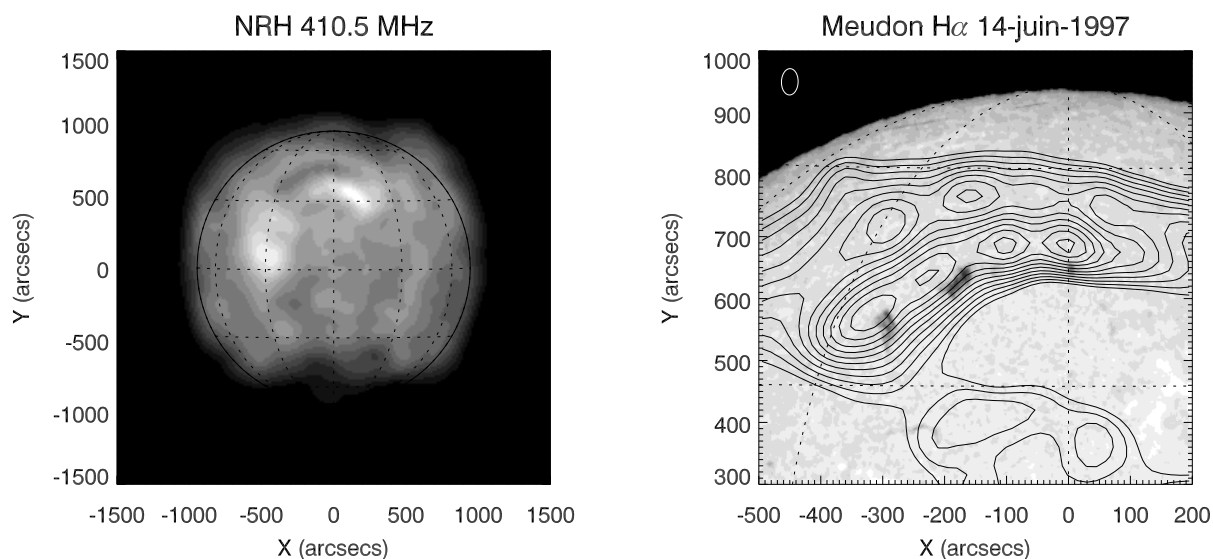


FIG. 4.2 – Observation à 410.5 MHz ($\lambda \sim 73$ cm) d’un filament solaire. À gauche, carte de synthèse obtenue sur 3 heures d’intégration. À droite, superposition des contours radio sur l’image optique de Meudon. Le lobe instrumental est indiqué par l’ellipse tracée en haut de l’image. La température de brillance au sein de la dépression est $\leq 10^5$ K, après déconvolution (voir page 69 pour plus d’explications sur les températures de brillance)

4.2 Les faits observationnels

Les résultats exposés ici se rapportent aux observations décimétriques entre 327 et 432 MHz, pour lesquelles l’identification d’une éventuelle dépression n’est que peu sensible aux effets de réfraction ou de convolution par le lobe. Ils sont basés sur l’observation systématique de contreparties radio de filaments à partir d’un échantillon étudié selon deux modes. Dans la mesure du possible, nous illustrerons par des exemples particuliers les caractéristiques générales que nous avons relevées. Le domaine métrique sera brièvement évoqué à la fin de cette section.

4.2.1 L’échantillon

L’échantillon sélectionné pour l’étude correspond donc à la période avril-juillet 1997. Deux démarches ont été entreprises. L’une utilise une définition stricte d’une dépression de brillance, basée sur l’existence d’au moins une isophote fermée quel que soit le pas de températures choisi. Cent treize dépressions associées à des filaments ont été étudiées par ce biais, notamment pour déterminer les latitudes moyennes. La deuxième étape consiste à utiliser les cartes en niveaux de gris qui autorisent une définition plus fine des structures à faible contraste. Cette deuxième méthode a été appliquée sur un échantillon plus restreint entre avril et mai 1997, et aboutit proportionnellement à un nombre plus grand de dépressions (108 pour deux mois).

4.2.2 Dépressions radio associées aux filaments

Lorsqu’elles existent, toutes les contreparties radio aux filaments solaires sont des dépressions de brillance par rapport au fond du Soleil calme. Le critère de visibilité qui se dégage est lié à l’environnement magnétique du filament.

Les filaments en champ fort, situés au sein ou à proximité d'une région active, ne sont pas détectés aux longueurs d'onde du radiohéliographe. L'explication principale que l'on peut avancer est la suivante. Le champ magnétique, qui émerge de la photosphère aux environs du filament en champ fort, possède une extension coronale qui est visible en EUV sous forme de boucles émissives. La radio est sensible à l'émission thermique qui provient du gaz piégé dans ces arches. Autrement dit, la densité électronique au dessus de ce genre de structures est trop importante pour distinguer une dépression par rapport au Soleil calme.

Comme cela a déjà été mentionné au chapitre précédent, une seule observation (Lang et Willson, 1989), réalisée au VLA, présente une contrepartie en émission pour un filament qui se trouve à proximité de plages en $H\alpha$. Les auteurs lient cette observation à l'émission thermique de la région de transition filament-couronne, sur la foi d'un modèle dont l'application s'est avérée par la suite erronée. Des plages sont en fait présentes de part et d'autre du filament comme cela est mentionné explicitement dans l'article ; pourtant, leur contribution est rejetée sur la foi de la forme et de la position de l'émission radio. En superposant les contours radio sur le cliché $H\alpha$, et après avoir mené l'étude présentée dans ce mémoire, il apparaît que la contribution des plages est l'explication la plus vraisemblable.

Pour résumer, **seuls les filaments en champ faible**, c'est-à-dire loin de toute présence de plages ou de facules **sont observables en tant que dépressions de brillance vis-à-vis du Soleil calme**.

4.2.3 Localisation des dépressions

L'utilisation du premier critère, basé sur l'existence d'au moins une isophote fermée, permet de distinguer environ 113 dépressions dont la répartition en latitude est représentée sur la figure 4.3.a. L'échantillon étudié ici comprend des dépressions radio décimétriques associées à des filaments optiques quel que soit l'hémisphère d'appartenance. Toutes les dépressions répondant au critère précédent ont été comptabilisées par tranches de 5° de latitude. Pour être plus précis, un même filament peut apparaître plusieurs fois dans l'histogramme, et ceci pour deux raisons : d'une part, un filament donné peut être suivi sur plusieurs jours d'affilées, il peut avoir une répartition en latitude assez étendue pour apparaître dans plusieurs tranches successives. L'histogramme caractérise donc l'emplacement des dépressions en général, et non pas des filaments individuellement. D'après l'histogramme, on voit que la majorité des dépressions est localisée aux moyennes latitudes, entre 35° et 45° .

Cette localisation est vraisemblablement dépendante de la position dans le cycle solaire, comme l'est celle des filaments. La figure 4.3.b présente l'emplacement de l'émission de la raie verte coronale à $\lambda = 5300 \text{ \AA}$, en fonction du cycle, correspondant à l'émission de plages et de facules liées aux régions actives (branche inférieure), ou à des arcades surplombant des filaments quiescents (branche supérieure migrant vers le pôle). L'échantillon que nous avons étudié, entre 35° et 45° est donc situé entre les deux branches, à $m+1$. On peut y voir une confirmation de l'absence de dépressions radio pour les filaments de régions actives, en champ fort qui suivent la branche inférieure, ou les filaments quiescents entourés de facules. Il est clair qu'un échantillon plus important et mieux réparti au fil du cycle est nécessaire pour consolider cette approche.

Pour les hautes latitudes, $\geq 50^\circ$, il faut y voir principalement un effet centre bord sur le contraste des dépressions, ce qui entraîne un biais sur la méthode utilisée, puisqu'elle est basée sur l'existence d'isophotes fermées. C'est vraisemblablement l'origine de l'écart du nombre de filaments entre les deux méthodologies. La section suivante discute de la seconde.

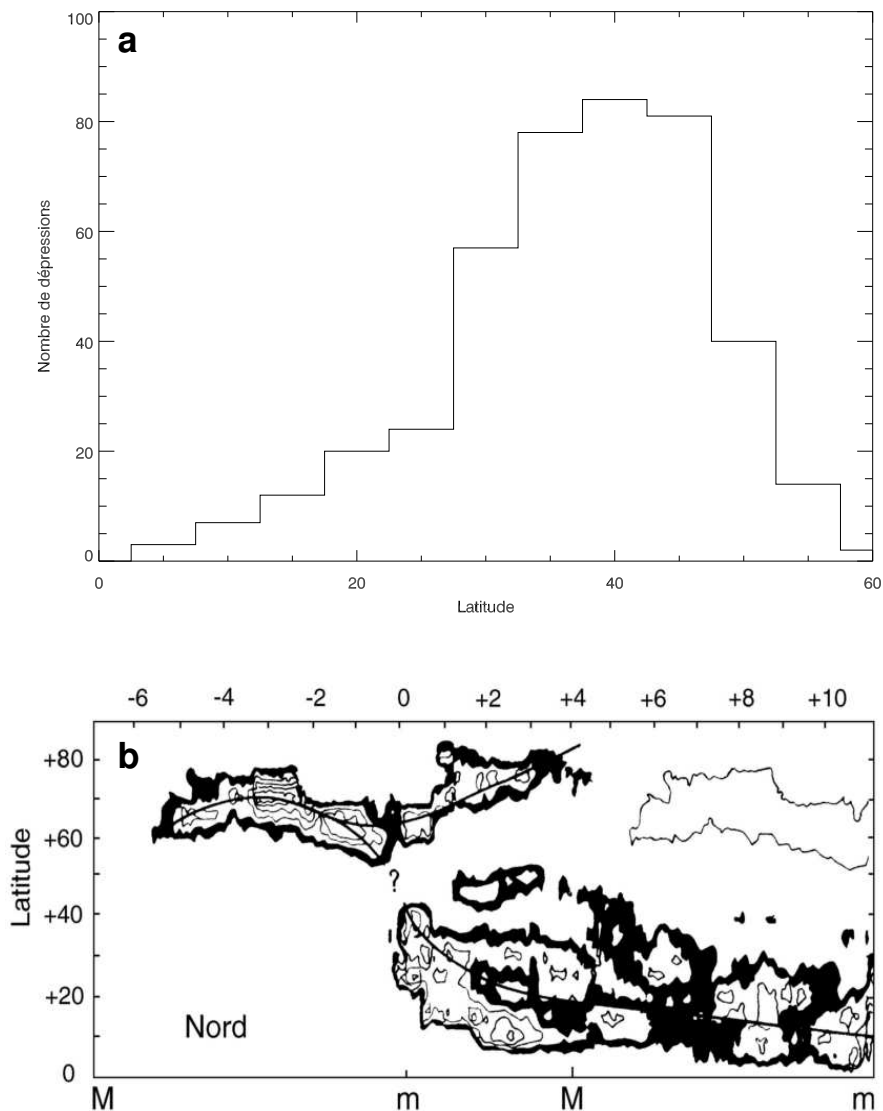


FIG. 4.3 – (a) Répartition, par tranches de 5° de latitude, des dépressions radio associées à un filament optique. L'échantillon regroupe les filaments des deux hémisphères solaires. (b) Répartition, en fonction du cycle solaire, des zones émissives dans la raie verte à $\lambda = 5300 \text{ \AA}$. Les points m et M indiquent respectivement la position du minimum, et du maximum. L'échantillon de filaments possédant une contrepartie radio se trouve approximativement entre les deux branches, à $m+1$. D'après Lantos (1997)

4.2.4 Morphologie des filaments optiques associés à des dépressions radio

En considérant un critère de sélection moins strict, basé sur les images en niveaux de gris ainsi que sur des isophotes éventuellement ouvertes, il est possible de s'intéresser aux dépressions de plus faible contraste. L'échantillon, bien que plus réduit temporellement, est proportionnellement plus grand. Les filaments optiques associés à des dépressions ont été classés en quatre catégories reflétant leur propriétés morphologiques. La classe A regroupe des dépressions associées à des

classe	A	B	C	D	total
	16	31	58	3	108
%	15	29	54	2	100

TAB. 4.1 – Répartition des dépressions radio en fonction du type du filament optique

filaments continus sur au moins 20° en longitude. La classe B rassemble les dépressions liées aux filaments morcelés, quelle que soit leur extension en longitude ; la classe C est liée aux filaments $H\alpha$ courts $\leq 10^\circ$, ou ne remplissant qu'une fraction de la dépression radio. Enfin, la classe D concerne les dépressions sans filaments, dans lesquelles est apparu, ou apparaît un filament.

La grande majorité des dépressions est relative à des filaments des classes B et C, c'est-à-dire de structure morcelée, ou de petite taille. Indépendamment de l'aspect discontinu des filaments, la dépression présente, elle, une continuité, avec des minima de brillance à proximité ou au dessus des filaments individuels, aux effets de projection près.

Exemples

La figure 4.4, page 67, présente trois exemples d'observations de filaments optiques. Pour des raisons de visibilité, les dépressions ont été rehaussées par un filtrage d'échelles, dont le principe a déjà été évoqué au premier chapitre (page 28). L'une des plus petites échelles a été multipliée par un facteur pour augmenter le contraste, et ajoutée aux autres.

L'observation du 28 juin 1997 se trouve temporellement dans l'échantillon utilisé ici pour l'étude. Le cliché $H\alpha$ fait apparaître plusieurs filaments, indiqués par les flèches, ayant une contrepartie radio sous forme d'une dépression de brillance. Tous ces filaments appartiennent aux catégories B ou C, telles qu'elles ont été définies précédemment. Ils se présentent sous la forme de structures $H\alpha$ à faible contraste ou de petite taille (flèches noires à pointes blanches) ou comme une structure allongée et morcelée, correspondant à une dépression unique en radio, et qui n'est visible qu'en niveaux de gris (flèche blanche). La profonde dépression à l'Est du méridien central, indiquée par TC est un trou coronal, observable également sur EIT.

Pour le deuxième jour présenté, le 23 août 1997, le filament au Nord-Ouest appartient à la catégorie A. La dépression radio associée, dont la température de brillance sera estimée dans la suite de ce chapitre, présente un contraste assez fort vis-à-vis du Soleil calme. Au sud, indiqué par une flèche, un filament de très faible contraste en $H\alpha$ est associé à une dépression continue et d'extension beaucoup plus grande, associée comme nous le verrons à la ligne neutre photosphérique. La dépression indiquée par Tc, est un trou coronal.

Le dernier jour enfin, le 5 octobre 1997 illustre le cas d'un filament visible en dépression au delà du limbe. Le filament optique, observé ici dans la raie du Calcium, et présenté en vidéo inverse, possède manifestement une extension en altitude importante. Il s'agit d'un filament quiescent dans une phase pré-éruptive (la disparition intervient le 6 octobre). Le choix de présenter ce cas particulier comme illustration est basé simplement sur la visibilité évidente en radio.

4.2.5 Association avec la ligne neutre photosphérique

Plus généralement, que la présence de filaments soit avérée ou pas, les dépressions radio observées sont reliées à la ligne neutre photosphérique, comme le montre la figure 4.5, page 68. Pour les deux jours présentés, un filtre d'échelle a été appliqué afin de faire ressortir l'emplacement des

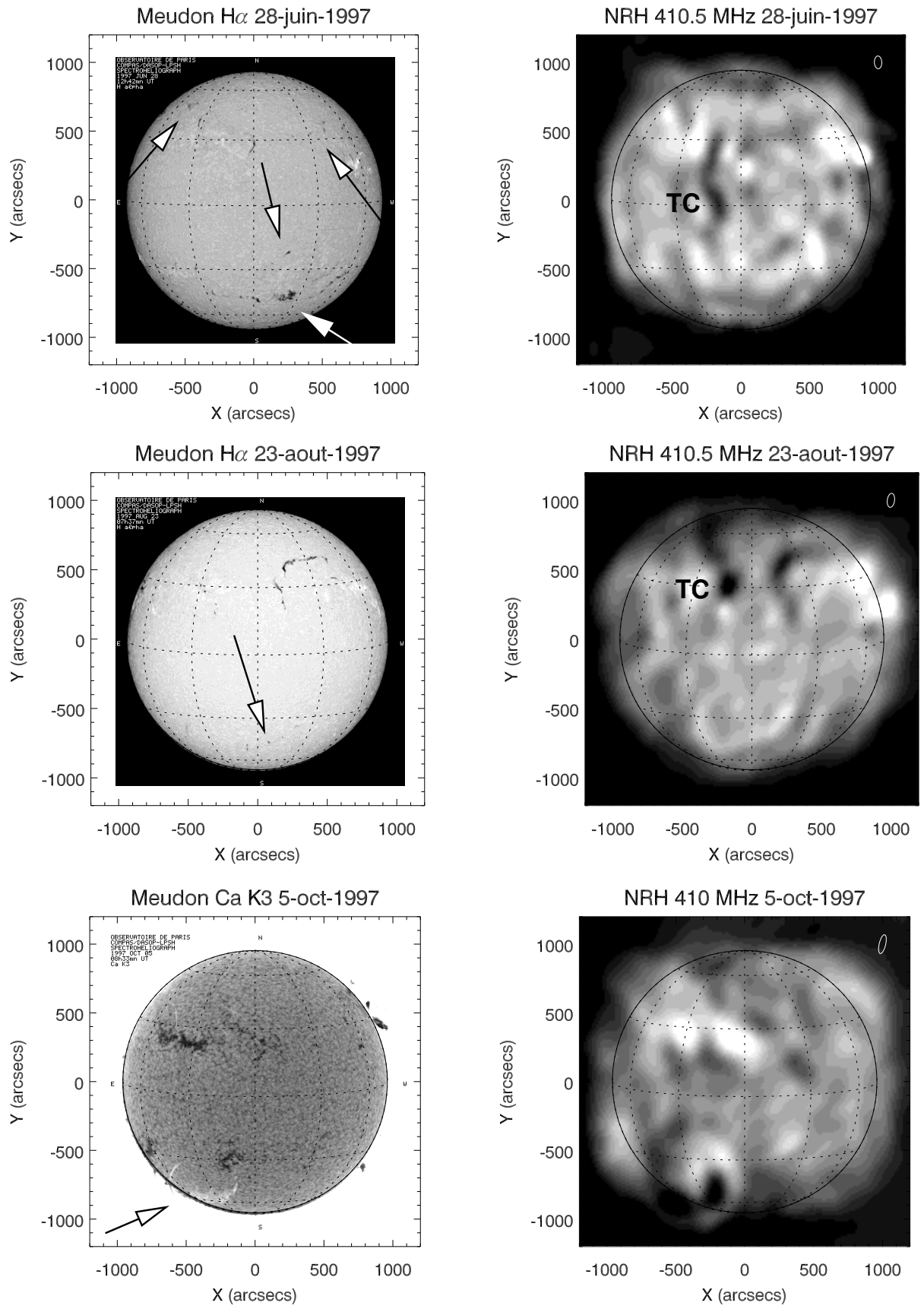


FIG. 4.4 – Exemples de dépressions radio associées à des filaments H α . Filaments polaires et morcelés le 28 juin 1997, filament quiescent le 23 août 1997 et filament/protubérance le 5 octobre 1997.

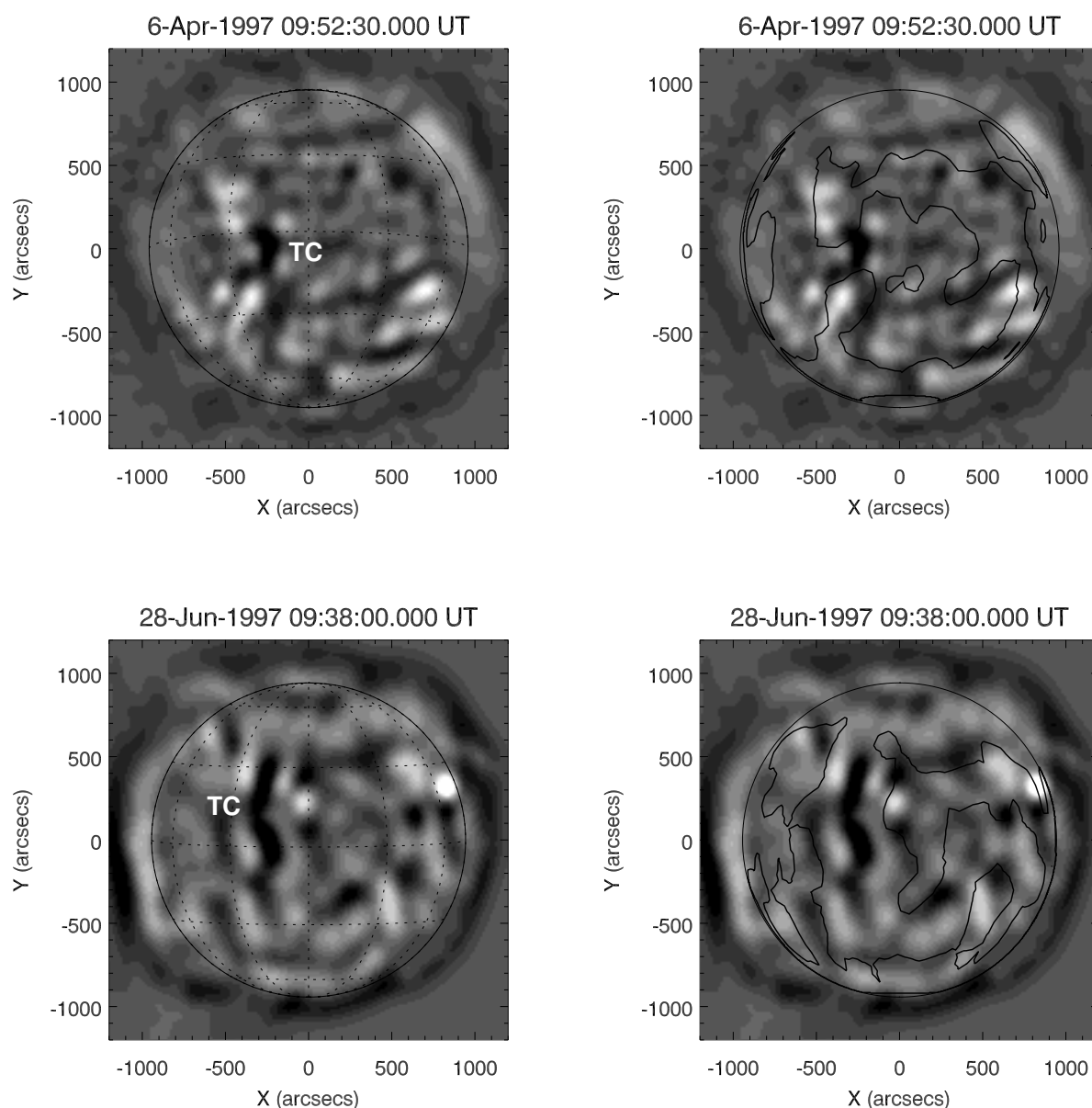


FIG. 4.5 – Position des dépressions radio vis-à-vis de la ligne neutre photosphérique. Deux trous coronaux sont présents et indiqués par TC

dépressions ; une seule des échelles est représentée. La ligne neutre principale est tracée à partir des cartes synoptiques du Wilcox Observatory. Mis à part les dépressions larges et profondes, qui correspondent à l'emplacement de trous coronaux (indiqués TC sur la figure), la corrélation entre la ligne neutre et les dépressions est très claire, notamment pour celles situées à haute latitude (ceinture polaire). Les quelques différences proviennent essentiellement des effets de projection, ainsi que des cartes magnétiques synoptiques qui ont tendance à moyenniser les structures. Cette association ligne neutre-dépressions radio est similaire à celle qui lie les couloirs de filaments en EUV, vus par exemple sur EIT, à ces mêmes lignes neutres.

La figure 4.6, page 69, compare pour le 28 juin 1997, la position de la dépression vis-à-vis du filament $H\alpha$ et des couloirs EUV, pour deux des filaments présents ce jour là. Comme précédem-

ment, un filtrage d'échelle permet de mieux localiser les dépressions (sous forme d'isophotes). **L'emplacement des dépressions radio est identique à celle des couloirs EUV, mais il existe un effet de projection** pour le filament polaire sud, et son couloir (colonne de droite), lié à l'altitude de l'émission radio. L'altitude du filament polaire sud peut être déterminée par une observation au limbe quelques jours plus tard (le 2 juillet). En supposant que sa structure reste stable au cours de la rotation, on trouve environ $0.1R_{\odot}$. Le décalage nord-sud, déduit des observations radio, donne, compte tenu de la latitude, une altitude d'environ $0.1 R_{\odot}$ au dessus du filament. L'altitude totale de la dépression radio est donc de l'ordre de $0.2 \pm 0.05R_{\odot}$. Compte tenu des précisions de pointage et de la mesure, la barre d'erreur est une valeur minimale. Le problème instrumental évoqué au premier chapitre ne permet pas de travailler de manière systématique sur les écarts de position radio/H α . Lorsqu'un trou coronal est présent sur le disque, comme c'est le cas par exemple le 28 juin, il est possible de s'assurer du bon alignement des données radio à mieux que 40 secondes d'arc environ.

Pour le filament de la colonne de gauche, on s'aperçoit que la dépression radio suit manifestement les contours du couloir tel qu'il est vu sur EIT, indépendamment de l'existence du filament qui apparaît discontinu. Ce genre d'observations suggère que le manque de densité électronique dans le couloir EIT contribue à la dépression radio.

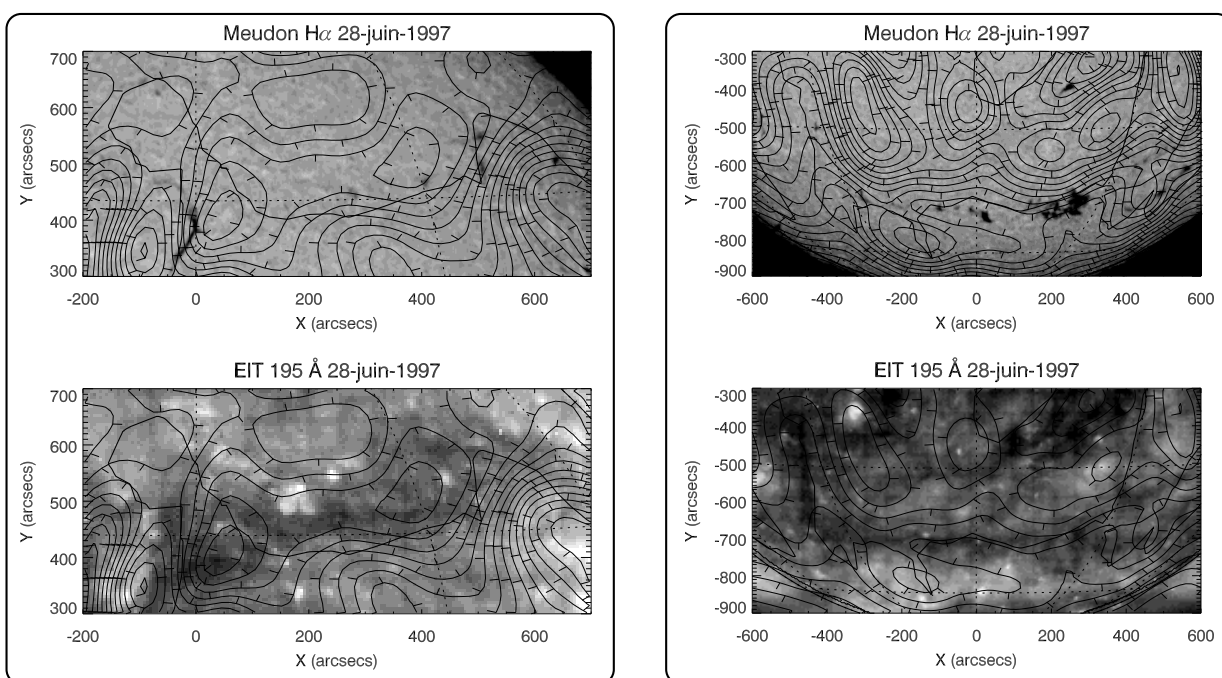


FIG. 4.6 – Comparaison des emplacements des dépressions radio, des filaments H α , et des couloirs de filaments tels qu'ils sont observés dans la raie du Fer XII sur EIT, pour le 28 juin 1997.

4.2.6 Température de brillance dans les dépressions

Comme le montrent les cartes de la figure 4.4, la largeur des filaments ou des couloirs observés est de l'ordre de celle du lobe instrumental. Il s'en suit que la température de brillance dans les dépressions ne peut être mesurée avec une grande précision. Pour la journée du 23 août 1997, qui présente un filament assez développé avec une largeur ~ 20 secondes d'arc, nous avons estimé les effets de convolution en prenant pour base morphologique les observations H α . Une

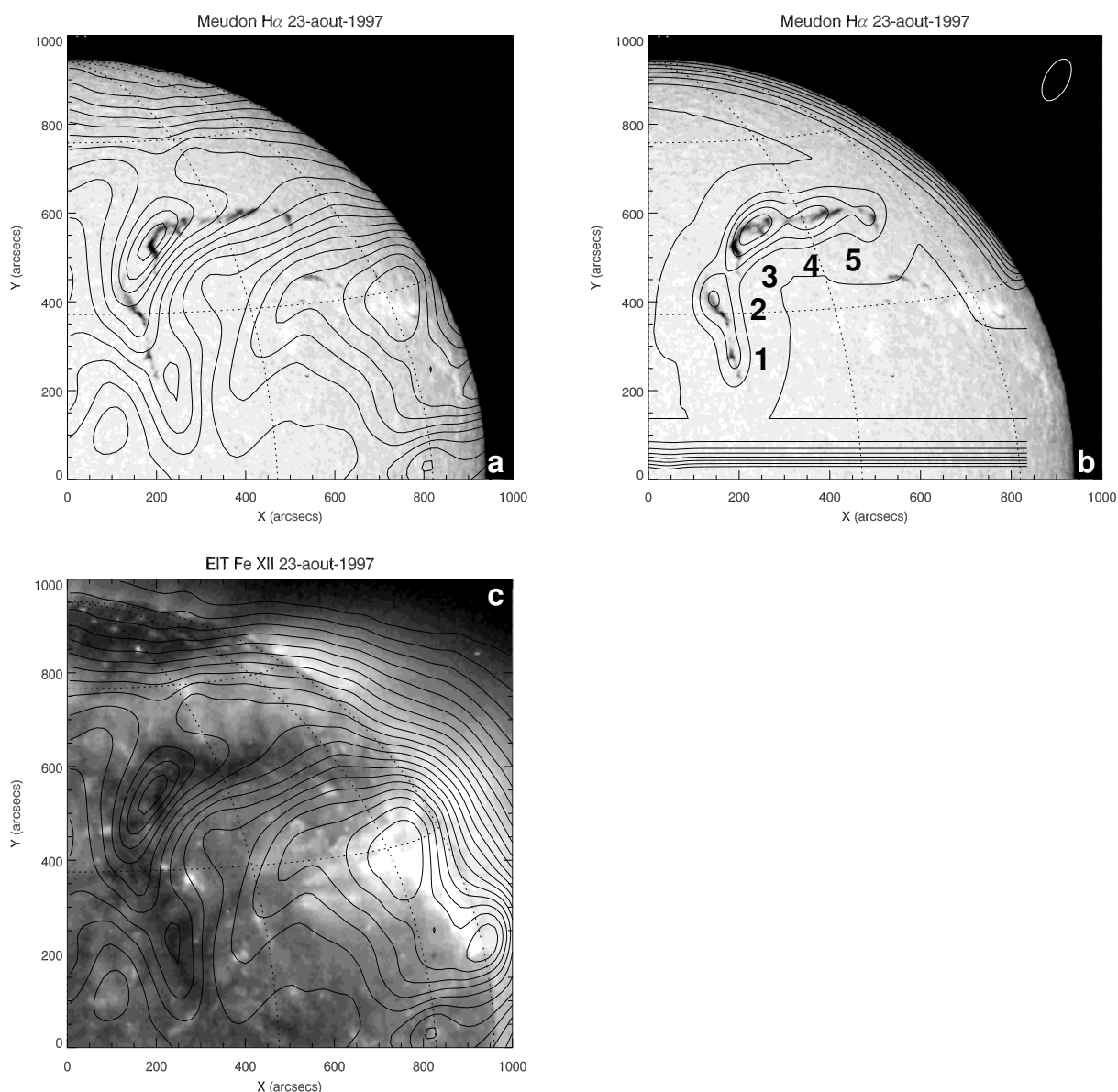


FIG. 4.7 – Illustration des effets de convolution par le lobe instrumental sur l’observation d’un filament quiescent. (a) Superposition des contours radio à 410.5 MHz sur un cliché H α de Meudon. (b) Convolution du filament H α par le lobe tracé en haut à droite. Le pas des contours est le même qu’en a), à savoir 5×10^4 K, le minimum étant de 10^5 K. (c) Comparaison de la dépression radio avec le couloir de filament observé sur EIT dans la raie du Fer XII. La largeur du couloir est d’environ 100 secondes d’arc.

image synthétique est créée en imposant arbitrairement une température de brillance de 8×10^5 K sur le disque (c’est la température moyenne mesurée), et de 10^5 K pour le filament. Elle est alors convoluée par le lobe instrumental, ce qui permet d’estimer la température de brillance réelle. Sur la figure 4.7, les contours radio réels sont superposés à l’image H α (à gauche), en comparaison de ceux provenant de la convolution par le lobe (à droite). Morphologiquement, on constate que la correspondance entre la dépression radio réelle et celle simulée n’est pas

parfaite. Cette différence provient en partie de la simplification extrême du pseudo modèle, et notamment de la température de brillance uniforme sur le disque, ce qui ne tient pas compte des effets centre bord ou de la présence de régions actives. Néanmoins, les dimensions de la dépression radio dépassant celle obtenue par convolution, il apparaît qu'elle provient également de l'environnement du filament. L'image EIT montre en effet un couloir de filament dont la largeur est de peu inférieure à 100 secondes d'arc, et dont les contours suivent la dépression radio.

En terme de températures, l'écart entre la convolution et la mesure est important. Bien que l'on ait attribué au filament une température synthétique constante, le résultat final varie d'un point à l'autre de la dépression, ce qui est dû à l'orientation relative du filament vis-à-vis du lobe. Les valeurs aux points **1,2,...,5**, comme indiqués sur l'image droite de la figure 4.7 sont respectivement : 6.8×10^5 , 6.4×10^5 , 5.6×10^5 , 6.2×10^5 , 6.9×10^5 K. Si on pousse le raisonnement à l'extrême en imposant une température nulle au filament, on obtient aux mêmes points les valeurs suivantes : 6.7×10^5 , 6.2×10^5 , 5.3×10^5 , 5.9×10^5 , 6.7×10^5 K. Finalement, la mesure réelle donne un minimum de température de l'ordre de $3.7 \times 10^5 \pm 5 \times 10^4$ K, localisé à proximité du point 3. **La différence entre la mesure et la convolution, suggère donc que le lobe instrumental sonde une région de faible température de brillance, et d'extension plus large que le filament H α seul.** Ceci conforte la comparaison avec les observations EIT.

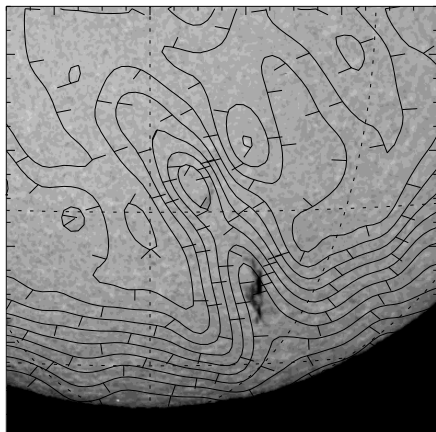
D'une manière plus générale, les mesures réalisées sur d'autres filaments montrent la même tendance, à savoir une région de faible température de brillance au niveau du filament, qui n'est pas explicable par une simple convolution du matériau H α .

4.2.7 Autres fréquences

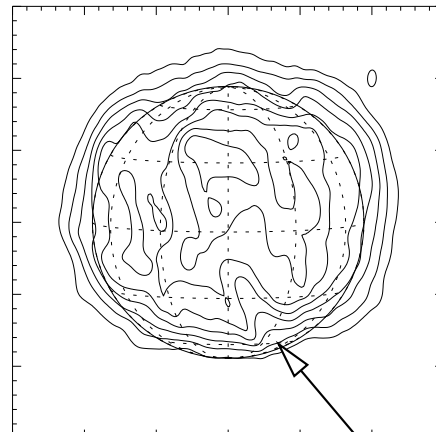
Avant d'aborder le problème de l'origine de la dépression, il semble intéressant de dire quelques mots sur les observations multi fréquences, de 410.5 à 164 MHz (73 à 182 cm de longueur d'onde). Ce problème illustre là encore les effets de convolution par le lobe instrumental, dont les dimensions croissent avec la longueur d'onde. L'étude statistique dont nous avons parlé montre que les filaments H α possèdent éventuellement une contrepartie radio au moins dans le domaine décimétrique ($\lambda = 73 - 91$ cm). À plus grande longueur d'onde, la question de la visibilité reste ouverte. À haute latitude, ou pour les filaments de la couronne polaire, aucune contrepartie n'est observée en tant que dépression. Les filaments optiques sont alors localisés dans des zones de forts gradients de température de brillance, en bordure du plateau coronal.

À plus basse latitude, il existe occasionnellement des dépressions observées à proximité de filaments quiescents, soit sous forme d'isophotes fermées, soit sous forme d'isophotes déformées. La taille du lobe à basse fréquence est relativement pénalisante pour l'observation des contreparties radio des filaments. Lors d'une journée d'observation, tandis que l'orientation du lobe change en fonction de l'heure, la visibilité de la dépression, si elle existe, se modifie également, dans un sens ou dans l'autre. Le faible nombre de cas étudiés à ces fréquences ne permet pas de généraliser des situations somme toutes particulières ; néanmoins, dans le chapitre suivant, nous verrons que des dépressions apparaissent associées au filament au cours de son envol, et ce jusqu'à 164 MHz. **Il s'agit là d'un critère de visibilité, basé sur l'altitude du filament, et de l'épaisseur de couronne qui le surplombe.**

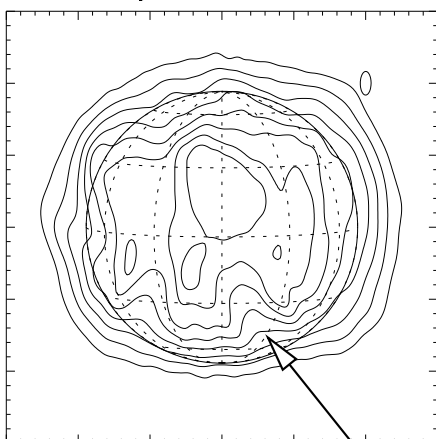
La figure 4.8 illustre la différence de visibilité en fonction de la fréquence pour un filament *a priori* quiescent, mais qui disparaît le lendemain de l'observation, le 12 juillet 1997. L'analyse du champ photosphérique sous-jacent montre qu'il n'est pas directement associé à une ligne neutre, ce qui suggère un effet de projection important lié sans doute à une altitude élevée. La dépression radio est dans ce cas visible aux 4 fréquences, de 73 cm, jusqu'au domaine métrique,

Meudon H α /NRH 410.5 MHz 12-juil-1997

NRH 12-juil-1997 327 MHz



NRH 12-juil-1997 236.6 MHz



NRH 12-juil-1997 164 MHz

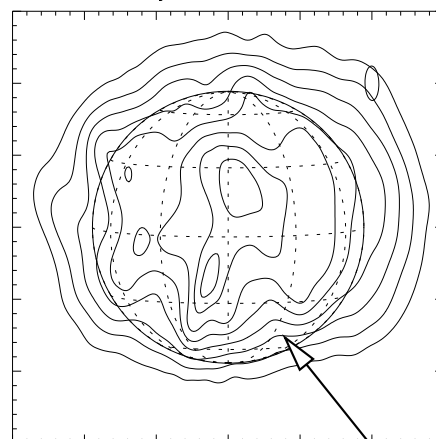


FIG. 4.8 – Visibilité de la dépression radio associée à un filament *a priori* quiescent. En haut à gauche, superposition des contours radio à $\lambda = 73$ cm sur le H α , de droite à gauche, et de haut en bas, observations radio montrant une large dépression associée au filament (flèches)

sous forme de déformations d'isophotes (indiquées par des flèches). La température de brillance, aux minima de la dépression à 73 cm, est comprise entre 2.2 et 2.6×10^5 K, comparée à celle du Soleil calme $T_b \sim 6 \times 10^5$ K. À 327 MHz, la température dans la dépression est comprise entre 3 et 4×10^5 K pour une température au centre du disque : $T_b \sim 6.5 \times 10^5$ K. D'après le paragraphe précédent, cela implique une température de brillance extrêmement basse au niveau du filament ($< 5 \times 10^4$ K à 410.5 MHz et à 327 MHz), et plus vraisemblablement une plus large structure que le H α . Aux fréquences métriques, les dépressions par rapport au Soleil calme sont plus difficiles à évaluer du fait qu'elles sont mal définies. À 164 MHz, on peut estimer $\Delta T_B \sim 4 \times 10^5$ K. Du fait d'un problème instrumental, les mesures à 236.6 MHz ne sont pas significatives.

4.2.8 Bilan des faits observationnels

Les principaux points observationnels concernant les filaments H α sont les suivants :

1. Les contreparties radio des filaments quiescents sont des dépressions de brillance, dont

la visibilité dépend de l'environnement magnétique du filament : absence de facules et filaments en champ faible.

2. Les dépressions radio sont réparties le long des lignes neutres photosphériques et présentent un aspect continu, même lorsque le filament sous-jacent est morcelé. Des minima de brillance apparaissent associés aux filaments H α . Les dépressions sont par ailleurs liées aux couloirs de filaments observés sur EIT.
3. L'altitude estimée d'après les effets de projection est de l'ordre de $0.2 R_{\odot}$ pour un filament polaire.
4. Les températures de brillance observées après déconvolution ne sont pas, en général, compatibles avec la présence du seul matériau froid lié au filament, et nécessitent de prendre en compte une structure plus large (couloir de filament environnant).

4.3 Origine de la dépression radio

L'origine de la dépression radio est la question la plus évidente qui se pose lors de l'examen des cartes. Dans les domaines de longueurs d'onde plus courtes, comme en centimétrique, elle est consensuellement rattachée à l'existence de la région de transition filament/couronne (PCTR). Les observations à faible pouvoir séparateur ne permettaient pas en effet, d'incriminer la cavité sur la foi d'un seul critère d'élargissement qui était alors évoqué dans certains articles. En reprenant ce paramètre de convolution, Raoult et al. (1979) ont montré que le spectre centimétrique était bien compatible avec l'existence d'une région de transition. Le problème se pose dans les mêmes termes pour les observations qui sont exposées dans ce mémoire. Les filaments présentent une largeur inférieure au lobe instrumental décimétrique, ce qui limite les mesures de températures. Néanmoins, celles menées sur des cas relativement évidents, comme cela a été précédemment expliqué, suggèrent que la radio décimétrique est sensible, en plus de la présence du filament, à son environnement coronal immédiat. Il s'agit du couloir de filament tel qu'il apparaît dans le domaine EUV, ou d'une cavité observable classiquement en lumière blanche lors d'éclipses ou par des coronographes de basse altitude. Certains indices comme l'effet de projection qui concerne les filaments de hautes latitudes laissent penser que la dépression radio est localisée radialement au dessus du filament. L'existence d'une dépression continue à l'emplacement de filaments morcelés et interrompus, et l'association claire avec la ligne neutre photosphérique, appuient l'idée que le diagnostic radio est sensible à l'environnement du filament. La simple comparaison avec les clichés H α ne suffit donc plus, notamment pour les problèmes de taille et de forme des dépressions, par rapport à celles convoluées à partir des filaments optiques. D'un autre côté, il faut prendre en compte le fait que dans le corps de la dépression les minima de brillance peuvent être associés plus directement à la présence de matériau froid (voir figure 4.2, page 63). Forts des faits observationnels qui appuient l'idée d'une cavité comme origine des dépressions observées, nous allons dans ce qui suit entamer deux démarches complémentaires. D'une part nous nous appuyerons sur un fait observationnel supplémentaire particulièrement fort, à savoir l'observation conjointe sur le limbe, d'une cavité en X et en radio. D'autre part, nous montrerons, en reprenant un modèle de région de transition (Chiuderi et Chiuderi Drago, 1991) que la contribution de la couronne est un facteur déterminant à nos fréquences, quant à l'observation d'une dépression.

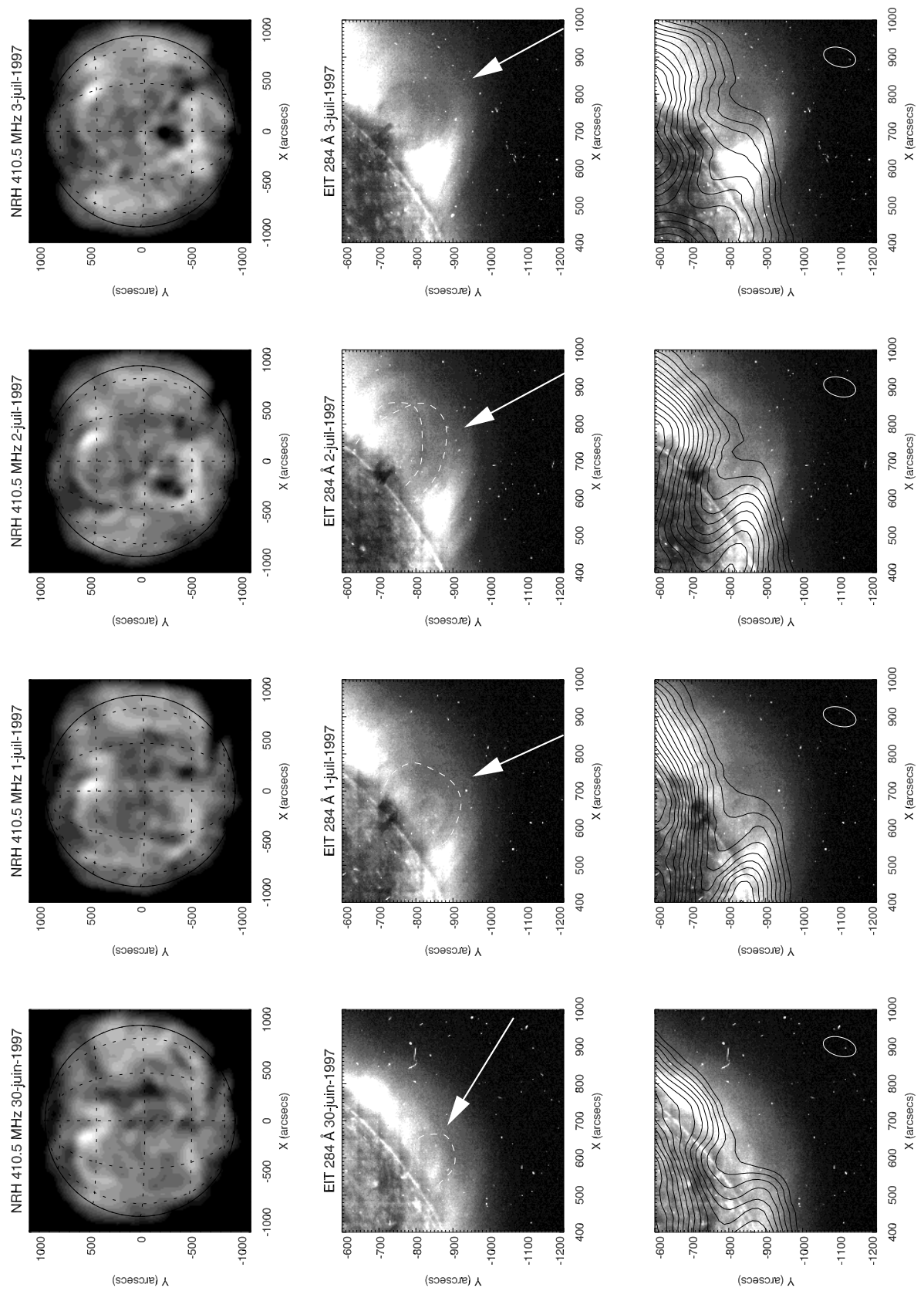


FIG. 4.9 – Observations synoptiques de la cavité coronale à 284 Å sur EIT, et à 410.5 MHz.

4.3.1 Observation d'un transit de filament quiescent et de sa cavité coronale

L'exemple évoqué dans ce paragraphe concerne un filament de la ceinture polaire observé à partir du 28 juin 1997, proche du méridien, jusqu'à son passage sur le limbe le 3 juillet. Le filament en question a déjà été présenté dans ce chapitre. La figure 4.4, page 67 montre que le filament $H\alpha$ est bien associé à une dépression de brillance décimétrique. Celle-ci est plus généralement liée à la ligne neutre photosphérique, (figure 4.5, p 68), tandis que dans le détail, certains minima radio correspondent à la présence de matériau froid (figure 4.6, p 69). L'intérêt porté à cette structure est lié à l'observation en rayon X, par Hudson et al. (1999), d'une cavité entourant le filament lors de son passage au limbe. L'article en question, dont une figure est reprise page 51, insiste non pas sur la cavité, dont l'observation en elle-même est remarquable, mais sur la présence autour du filament d'un embrillancement probablement plus chaud que la couronne environnante. Le point important dans le cadre de la présente thèse, est bien entendu la présence de la cavité elle-même. Celle-ci est observée aussi bien dans des gammes de températures élevées, comme pour $YOHKOH$, que pour des longueurs d'ondes EUV sur EIT (Hudson et Schwenn, 2000). Par ailleurs, elle est associée à une cavité plus classique, telle qu'elle peut être observée par le coronographe LASCO/C1 à bord de SOHO.

La figure 4.9 présente une vue synoptique du passage au limbe du filament, tel qu'il est vu par le radiohéliographe à 410.5 MHz et par EIT à 284 Å. La première rangée montre la localisation de la dépression au sud ouest durant quatre jours consécutifs. On voit que la contrepartie du filament reste en dépression sur le disque, et sur le limbe. La rangée suivante montre, en vue rapprochée, l'aspect de la cavité au cours de la même période dans la raie du Fer XV. De faible contraste, elle est indiquée par les flèches blanches, et éventuellement surlignée par les lignes pointillées. En fait de cavité 'canonique', seule la dernière image, le 3 juillet est sans ambiguïté. Les trois images précédentes montrent des systèmes d'arches superposés et enchevêtrés, qui témoignent de la rotation de la structure lors du passage au limbe. La visibilité de la cavité dépend, comme le rappelle Hudson à propos de $YOHKOH$, de l'intégration le long de la ligne de visée de structures suffisamment denses (le milieu est optiquement mince). C'est donc lorsque la plus grande profondeur de cavité se trouve le long de la ligne de visée que celle-ci apparaît clairement, aux alentours du 3 juillet. La dernière ligne enfin superpose, sous forme de contours, les données radio aux observation EUV. Les problèmes d'alignements évoqués dans le premier chapitre ont été minimisés de la façon suivante. D'une part, des données aussi proches temporellement que possible ont été utilisées. Pour EIT elles proviennent des observations à 4 longueurs d'ondes, réalisées en milieu de journée. Les cartes radio ont été calculées sur trois heures d'intégration centrées autour de 13 :00 TU. Le pointage a été vérifié en comparant la position des trous coronaux présents avec les images EIT à 195 Å, ce qui permet d'estimer sa précision à mieux que 30 secondes d'arc selon les deux axes.

Plusieurs points marquant apparaissent au cours de cette série d'observations. Par rapport à la carte du 28 juin (figure 4.4, page 67), on s'aperçoit que la dépression radio s'élargit au fur et à mesure qu'elle s'approche du limbe. C'est particulièrement visible pour les cartes du 30 juin et du 1^{er} juillet, où une partie de la dépression est encore proche du méridien. Les observations $H\alpha$ ne permettent pas d'incriminer une activité particulière du filament. Cet élargissement est encore plus sensible sur le limbe lui-même. La comparaison des contours radio vis-à-vis de la cavité permet de comprendre ce phénomène. On s'aperçoit en effet, que les minima des isophotes s'éloignent de la position du filament, vu en absorption sur EIT. Cet écart est bien supérieur aux précisions de pointage de l'instrument, et l'on peut raisonnablement y voir un effet physique. En particulier, les isophotes radio se brisent au niveau des contours de la cavité telle qu'elle est vue sur EIT. Par ailleurs, la dernière image, en bas à droite, montre dans le détail deux séries

de déformations d'isophotes, l'une localisée sur la cavité EUV, et l'autre, plus proche du disque, mais toujours en dehors de la position du filament. L'élargissement, à proximité du limbe, semble donc être lié à un effet géométrique, associé au passage de la cavité du filament, du disque sur le limbe. L'épaisseur optique radio étant proportionnelle au carré de la densité électronique, la température de brillance résultante dépend fortement du saut de densité entre le reste de la couronne et le milieu traversé ; elle diminue donc fortement lorsque la ligne de visée traverse la plus grande profondeur de cavité.

La cavité, notamment le 3 juillet reste visible à plus basse fréquence, jusqu'à 327 MHz sous la forme de déformations d'isophotes, puis disparaît totalement à 236.6 et 164 MHz. La raison tient là encore au lobe instrumental qui croît avec la longueur d'onde ; il est indiqué sur la figure 4.10 qui compare la position de la cavité telle qu'elle est observée par le coronographe LASCO/C1 et aux trois fréquences les plus basses du radiohéliographe. L'observation métrique révèle cependant la structure surplombant la région de la cavité, notamment l'existence d'une source métrique thermique (marquée A) au dessus du limbe à l'emplacement de boucles observées sur LASCO/C1, à la base du jet coronal.

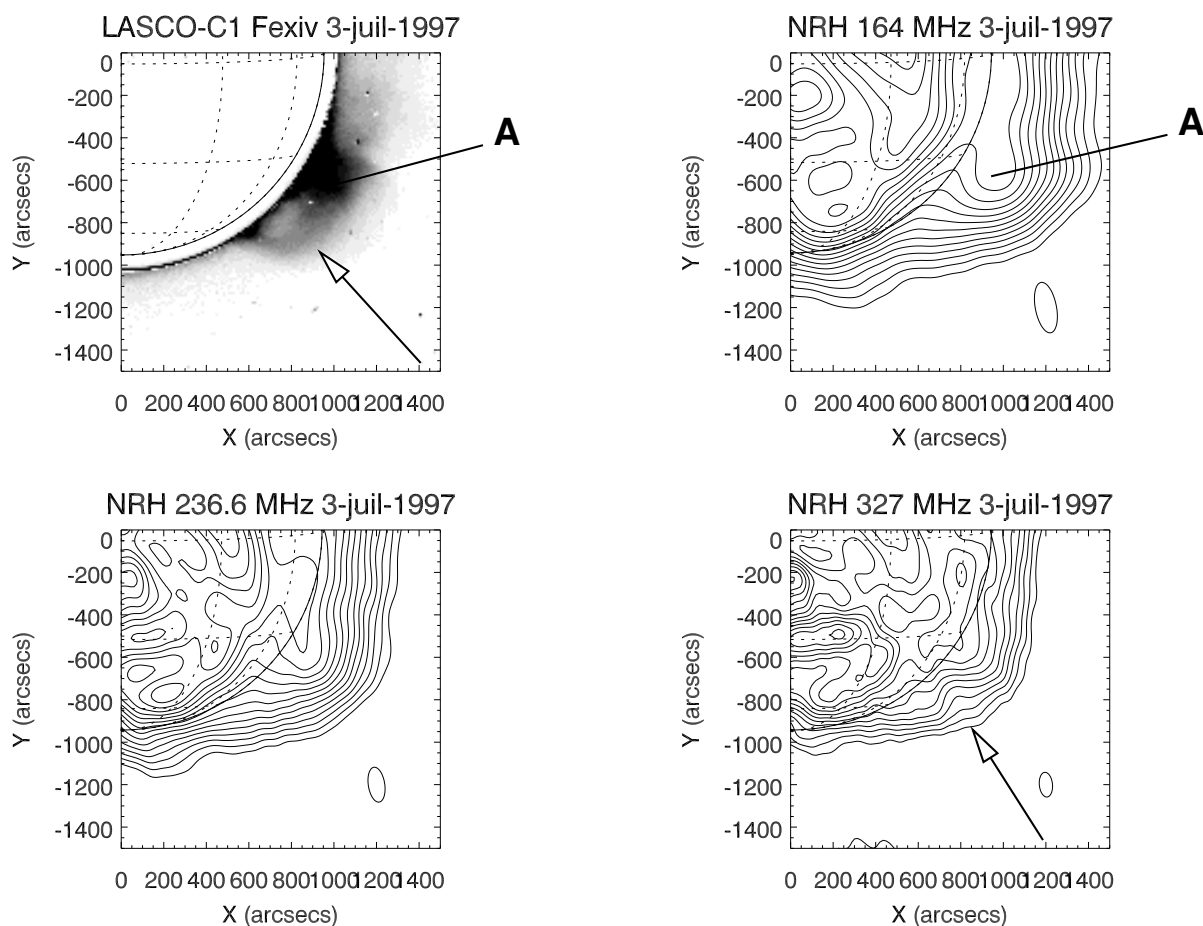


FIG. 4.10 – Cavité observée sur LASCO/C1, en haut à gauche en vidéo inverse, et dans le domaine radio métrique. La cavité en tant que telle n'apparaît en radio qu'aux courtes longueurs d'ondes, c'est-à-dire lorsque le lobe instrumental est sensiblement plus petit que celle-ci. Elle est indiquée par la flèche. La source A est observée conjointement sur LASCO et à 164 MHz, et correspond à une surdensité électronique liée à la présence d'arches.

4.3.2 Rôle de la région de transition dans la dépression radio

Le paragraphe précédent a montré que la radio était capable d'observer des cavités coronales au dessus de filaments quiescents, sur le limbe. À plus courte longueur d'onde, le problème s'est longtemps posé de la capacité de la radio à contraindre les paramètres physiques de l'environnement proche du filament, à savoir la région de transition filament couronne. On sait désormais que le diagnostic radio seul ne suffit pas, abstraction faite des difficultés techniques à mesurer une température de brillance fiable. Avec l'apport des raies EUV, la radio peut servir de test aux modèles de transitions tels qu'ils ont été développés au cours des 30 dernières années. La comparaison des observations EUV et radio a cependant rapidement révélé un écart entre les paramètres déduits des mesures d'émissions différentielles, et les spectres radio obtenus pour les filaments.

Chiuderi Drago (1990) et Chiuderi et Chiuderi Drago (1991) ont montré que ce désaccord pouvait être en partie levé par la prise en compte de la direction du champ magnétique vis-à-vis du gradient de température dans la région de transition. Cette différence est importante puisque la majorité des mesures EUV se fait sur des protubérances (sur le limbe), tandis que les mesures radio se font sur le disque. Dans ce qui suit, nous nous appuyerons sur ce modèle pour estimer la part de la région de transition dans la dépression radio observée aux fréquences du radiohéliographe. Par rapport à d'autres modèles incluant les données radio (Pramesh Rao et Kundu, 1977; Kundu et al., 1986), il apparaît dans son traitement comme le plus abouti, notamment dans son souci de concilier observations EUV et radio. En particulier nous nous baserons sur Chiuderi et Chiuderi Drago (1991) qui présente la forme définitive et sans coquilles de ce modèle.

Le modèle prend pour base l'équilibre énergétique exprimé de la façon suivante :

$$E_H = E_R + E_C \quad (4.1)$$

où E_H est le terme de chauffage, E_R , le terme de perte radiative, et E_C le terme conductif. Pour les deux premiers, on utilise une forme analytique en loi de puissance vis-à-vis de la température, et dont les paramètres sont obtenus par ajustement expérimental, pour le terme de perte radiative, et par les conditions aux limites à l'interface filament/région de transition et région de transition/couronne, pour le terme de chauffage. Pour le terme E_C , le modèle distingue le gradient de température perpendiculaire, ou parallèle au champ magnétique. L'emploi de fonctions analytiques permet de calculer facilement le flux conductif F_C , à partir de l'équation 4.1, et d'en déduire l'expression de la mesure d'émission différentielle (définie par $\mathcal{M} = p^2 \frac{dz}{dT}$) en fonction de celui-ci :

$$\mathcal{M} = p^2 \frac{T^{(5/2)}(1 + \varepsilon T^{-5})}{F_c(T)} \quad (4.2)$$

où ε est le rapport des coefficients conductifs perpendiculaires/parallèles.

On a donc à notre disposition l'expression de la mesure d'émission différentielle en fonction de paramètres ajustables que sont la pression, prise constante, et l'orientation du champ magnétique vis-à-vis du gradient de température. Le lien avec la radio se fait par l'intermédiaire de l'épaisseur optique. Compte tenu de la gamme de fréquences étudiées dans l'article original, Chiuderi et Chiuderi Drago (1991) négligent l'indice de réfraction dans l'expression de τ , ce qui n'est pas, notons le, tout à fait valable au delà de 10 cm de longueur d'onde. Aux fréquences du radiohéliographe, une telle approximation n'est de toute manière plus possible, et l'épaisseur optique s'écrit donc :

$$d\tau = \kappa dl = \frac{\zeta n_e^2}{n\nu^2 T^{3/2}} dz \quad (4.3)$$

Où $n = \sqrt{1 - (\omega_p/\omega)^2}$ est l'indice de réfraction et ω_p la fréquence plasma. On considère une observation au centre du disque où la trajectoire est rectiligne, ce qui permet le changement : $dl \Rightarrow dz$. La densité électronique est déduite de la loi des gaz parfaits, prenant en compte les protons :

$$d\tau = \frac{\zeta p^2}{4nk_b^2 \nu^2 T^{7/2}} dz = \frac{\zeta p^2}{4nk_b^2 \nu^2 T^{7/2}} \mathcal{M} dT \quad (4.4)$$

Pour les très courtes longueurs d'ondes, jusqu'à 2 ou 4 cm, l'indice de réfraction est sensiblement égal à 1, et les résultats ne diffèrent pas de ceux du modèle original. Au delà, et jusqu'à 10 cm, l'indice fluctue, et s'écarte de l'unité.

Finalement, la température de brillance s'obtient de la manière suivante :

$$T_B = \int_0^\infty T \exp(-\tau) d\tau \quad (4.5)$$

Il faut considérer deux solutions possibles : soit le rayon, en provenance de la couronne, pénètre dans la région de transition filament/couronne et repart lorsqu'il rencontre le niveau plasma, soit il est absorbé, et seuls parviennent à l'observateur des rayons issus directement de la région de transition. La première situation se rencontre pour les longueurs d'ondes supérieures à 10 cm. Dans le cas où l'épaisseur optique est suffisamment faible pour permettre au rayon de pénétrer profondément dans la région de transition, il faut calculer de manière plus affinée l'intégrale de l'équation 4.5. Le coefficient d'absorption κ , lorsque l'indice est proche de zéro, prend en particulier une valeur finie que l'on peut calculer en prenant en compte la fréquence de collision (Bracewell et Preston, 1956). Cette situation se rencontre entre 10 et 20 cm de longueur d'onde, et sort du cadre de ce mémoire. Pour les longueurs d'ondes plus grandes, le milieu devient relativement optiquement épais, et les rayons pénètrent peu.

Nous avons représenté sur la figure 4.11, les résultats du calcul avec les paramètres $p = 0.2 \text{ dyn.cm}^{-2}$ et $\theta = 88^\circ$. Les points de mesures sont tirés de l'article en question, qui fait le bilan des observations radio de filaments dans le passé. La dispersion des points expérimentaux provient des effets de convolution décrits dans les chapitres précédents, et de l'incertitude sur le niveau du Soleil calme dont la valeur est souvent prise *ad hoc*. La courbe pleine reprend les paramètres du modèle de Chiuderi et Chiuderi Drago (1991), en tenant compte de l'indice de réfraction, que les auteurs avaient négligé. La courbe en tireté constitue le modèle original tiré de l'article. Nous avons volontairement laissé vide la zone entre 10 et 20 cm de longueur d'onde, qui nécessite un calcul fin au voisinage du niveau plasma.

Les légers écarts avant 10 cm, entre la courbe originelle de l'article et celle recalculée ici proviennent d'une part de la forme de la DEM, qui dépend des approximations faites sur les fonctions de pertes et de chauffage, ainsi que sur l'indice de réfraction, qui bien que non nul diffère sensiblement de 1.

La courbe en pointillé reprend le calcul pour un même angle θ , mais pour une pression $p = 0.15 \text{ dyn.cm}^{-2}$. Dans le modèle utilisé ici, la pression constante fixe le profil de densité dans la région de transition, du fait de l'équilibre de pression à l'interface du filament.

Peut-on d'après ce calcul en déduire l'origine de la dépression radio ? La valeur mesurée par le radiohéliographe pour le filament quiescent du 14 juin 1997 (voir la figure 4.2), est extrêmement basse ($T_B \sim 7 \times 10^4 \text{ K}$), une fois pris en compte les effets de convolution par le lobe, ce qui la place bien en dessous des valeurs prédites par le modèle, quelle que soit la pression. Une vérification très simple consiste à estimer, pour un rayon donné, quelle part de la température de brillance provient de l'émission du filament lui-même, de la région de transition, ou de la couronne le surplombant. La figure 4.12 présente une telle différenciation, pour une pression

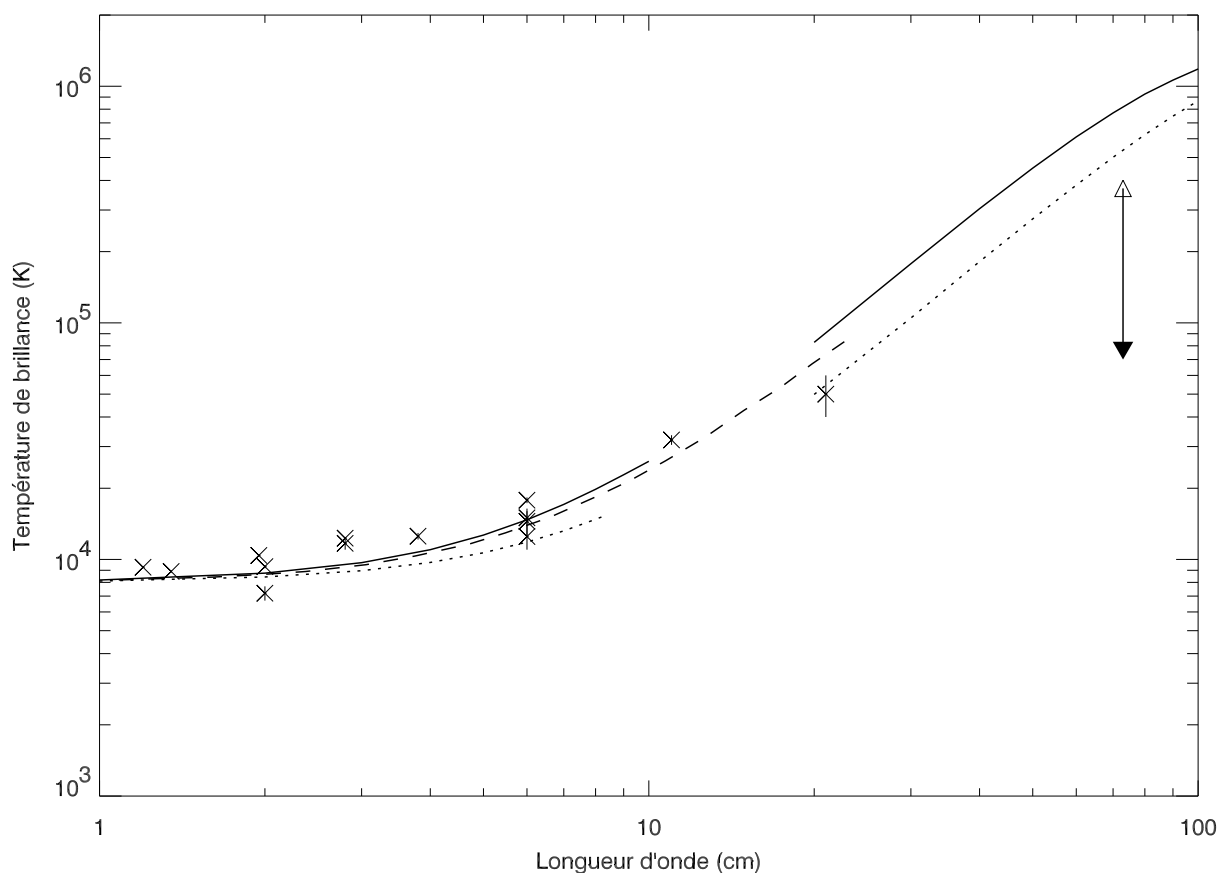


FIG. 4.11 – Spectre en températures de brillance d'un ensemble filament+région de transition, d'après le modèle de Chiuderi et Chiuderi Drago (1991), courbe en tireté. La courbe pleine reprend le calcul en tenant compte de l'indice de réfraction, celle en pointillé considère une pression plus faible, $p = 0.15 \text{ dyn.cm}^{-2}$ au lieu de 0.2. Les croix représentent les points de mesures publiés dans la littérature, une des mesures à 73 cm présentée dans ce chapitre est indiquée, avec la valeur déconvoluée la plus probable (flèche).

dans la région de transition égale à 0.2 dyn.cm^{-2} . On s'aperçoit qu'au delà de 6 cm de longueur d'onde, la contribution de la couronne devient majoritaire vis-à-vis de celle du filament ou de la région de transition, ce qui ne signifie pas forcément que le filament n'est pas vu en absorption par rapport à la couronne environnante. Son observation, en tant que dépression de brillance, dépend du profil de densité dans la couronne environnante qui fixe la température de brillance.

Le paramètre important est donc l'épaisseur de couronne au dessus du filament. Pour la diminuer s'offrent à nous deux possibilités ne s'excluant pas nécessairement.

La première est de considérer l'altitude du filament par rapport au niveau de densité n_0 environnant. Sans région de transition, un rayon provenant de la haute couronne se réfléchit sur l'interface du filament, en raison de la haute densité électronique de celui-ci. Plus l'altitude du filament est élevée, et plus l'épaisseur de couronne traversée est faible, ce qui diminue donc la contribution coronale. Ce mécanisme est assez efficace, comme le montre la figure 4.13, puisque l'on peut atteindre des dépressions de l'ordre de $6 \times 10^5 \text{ K}$ par rapport au Soleil calme, à 70 cm, ce qui est largement dans les ordres de grandeur des températures de brillance observées après déconvolution.

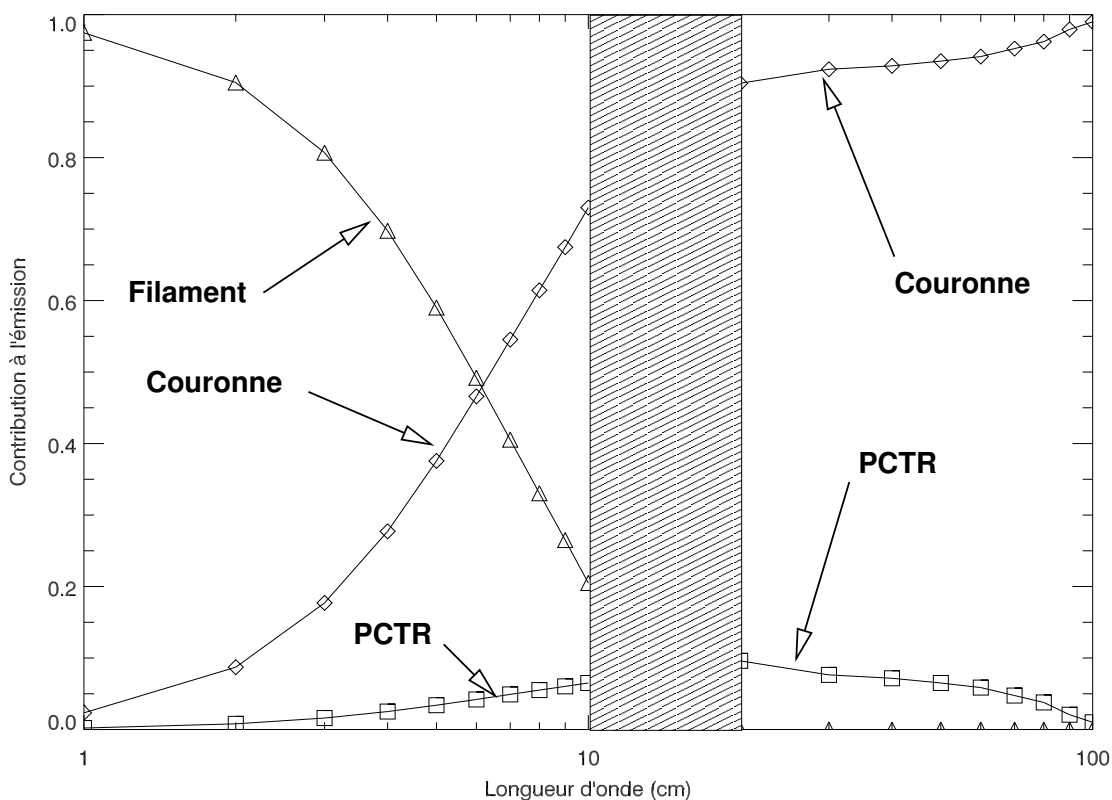


FIG. 4.12 – (a) Proportion des différentes composantes du modèle de région de transition, pour une pression de 0.2 dyn.cm^{-2} .

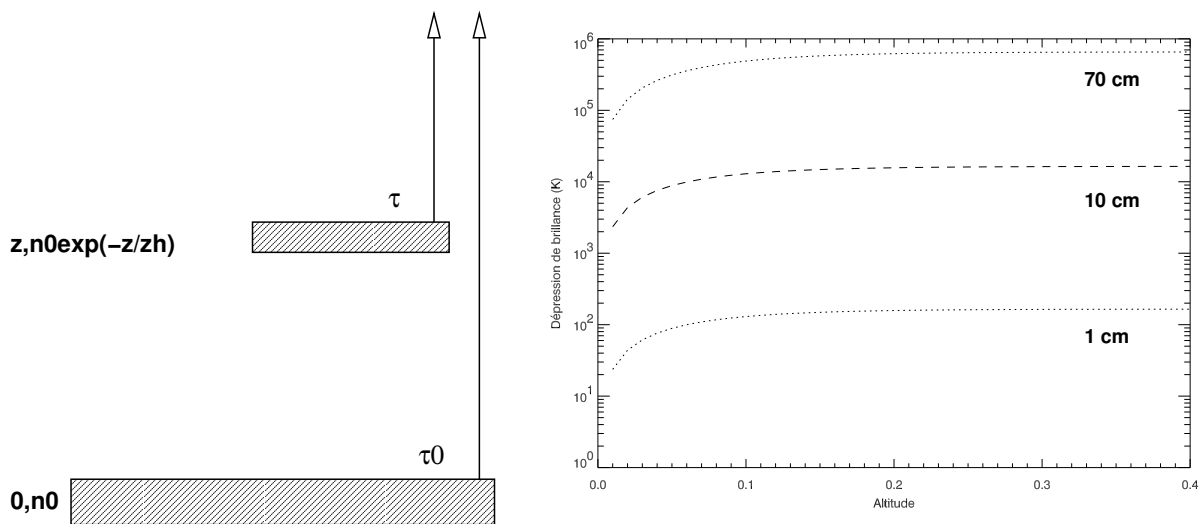


FIG. 4.13 – Évolution de la profondeur d'une dépression de brillance, formée par une structure de température coronale d'altitude croissante, donnée en rayons solaires.

La deuxième méthode consiste à diminuer localement la densité autour du filament, autrement dit de créer une cavité. Les mesures d'éclipses montrent en effet une décroissance en densité électronique, d'un facteur 2 à 4 par rapport à la couronne environnante. Si contrairement au modèle exposé, on découple la composante coronale de la région de transition, en permettant par exemple une densité électronique libre, on peut alors calculer l'impact d'une cavité, sur la température de brillance résultante. Ce découplage peut se justifier finalement si on considère un paramètre $\beta < 1$, dans l'environnement du filament, ce qui est le cas. Pour les nécessités du calcul, la hauteur de la cavité est déterminée à partir de celle présentée dans le paragraphe précédent (voir figure. 4.9) soit environ $0.25 R_{\odot}$. Une telle structure, indépendamment de la présence ou non d'un filament en son sein, peut suffire à produire une chute très importante de la température de brillance, comme l'indique la figure 4.14. Comparée au cas sans cavité, la décroissance atteint respectivement 3.5×10^5 et, 6×10^5 K pour $\lambda = 70$ cm, pour une densité réduite d'un facteur 2, et 4. On est donc bien ici dans l'ordre de grandeur des dépressions observées au dessus des filaments quiescents pour le radiohéliographe, après déconvolution par le lobe instrumental.

En se basant sur des observations sur le disque, il est *a priori* impossible de différencier les deux mécanismes, puisque le principe de base est le même. Néanmoins, l'hypothèse de la cavité est soutenue par les observations de dépressions sur le limbe, que l'effet d'altitude n'explique pas, et par l'existence de dépressions continues au dessus de filaments morcelés. Les deux mécanismes ne sont pas exclusifs, et nous verrons qu'ils peuvent intervenir dans les cas éruptifs.

4.4 Conclusion

L'existence de cavités autour de certains filaments quiescents ne fait aucun doute d'après les observations menées en lumière blanche, par coronographie, ou par les télescopes dans le domaine EUV ou X mou. Le diagnostic radio, depuis le domaine millimétrique jusqu'au centimétrique, est capable, avec le support des raies UV, d'apporter des contraintes sur le filament lui-même, ou son environnement thermodynamique. Les faits observationnels et les arguments simples que nous avançons ici suggèrent que les dépressions décimétriques associées aux filaments proviennent de la cavité coronale qui l'entoure. L'idée de cavité permet de comprendre plusieurs des faits observationnels présentés ici :

- l'association des dépressions avec la ligne neutre et les couloirs de filaments, sans que la présence d'un filament $H\alpha$ continu soit nécessaire.
- l'effet d'altitude sur les filaments de la couronne polaire, compatible avec l'orientation des cavités X observées sur le limbe.
- La présence de minima de températures de brillance, associés au matériau $H\alpha$.

On ne peut exclure par ailleurs un effet d'altitude du filament, qui peut indépendamment de l'environnement coronal, provoquer à lui seul une dépression de forte amplitude.

De par les contraintes techniques, qui limitent les mesures de températures de brillance absolues, la radio ne fournit pas 'facilement' les paramètres physiques de cette cavité, tels que la densité, ou la température électronique. Cependant, les vérifications menées par rapport à la lumière blanche suggèrent que des ordres de grandeur pourront être apportés dans l'avenir. Ces difficultés techniques ne sont pas le fait d'un instrument particulier, et on retrouve le problème dans tout le spectre radio. En pratique, les mesures EUV de densités dans les cavités sont soumises à d'autres contraintes techniques, liées aux faibles contrastes de ces structures sur le fond du ciel. L'avantage de la radio, est ici de pouvoir localiser l'emplacement de la cavité vis-à-vis du filament, ou de la ligne neutre photosphérique, et ceci sur le disque. Dans le prochain

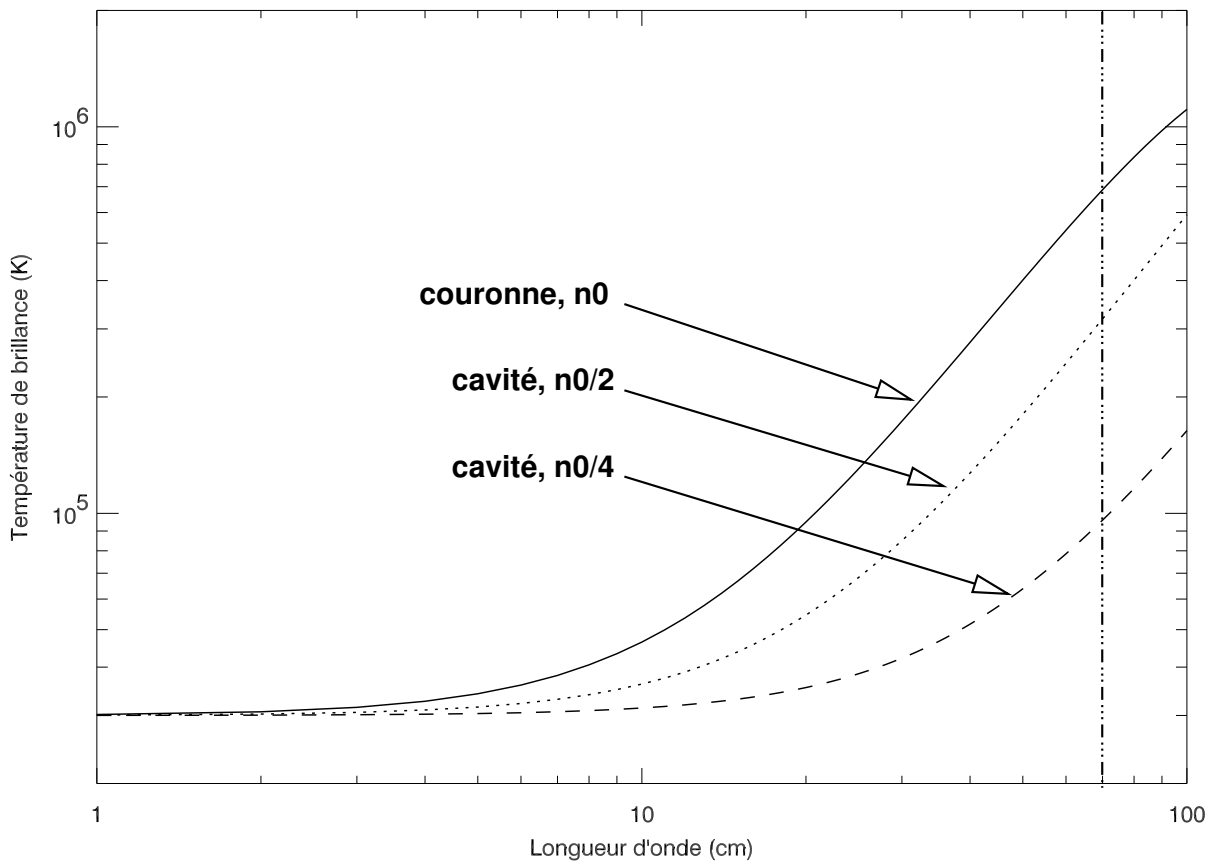


FIG. 4.14 – Effet d’une cavité coronale seule, sur la température de brillance. En trait plein, pas de cavité, et température coronale $T_c = 1.5 \times 10^6$ K. En pointillé, même température, mais une cavité est présente, avec un déficit en densité d’un facteur 2; en tireté, déficit d’un facteur 4. La ligne verticale en pointillé marque la fréquence d’observation discutée principalement dans ce mémoire ($\lambda \sim 70$ cm).

chapitre nous présentons plusieurs cas d’éruptions de filaments, qui appuient l’idée de cavité, et montrent comment celle-ci évolue au cours de l’événement.

Observations radio des éruptions de filaments

Contents

5.1	Introduction	83
5.2	Éruptions de filaments et éjections de masse coronale	84
5.2.1	Propriétés générales	84
5.2.2	Signatures observationnelles	86
5.3	Événement du 02 septembre 1999	89
5.3.1	Observations	89
5.3.2	Discussion et interprétation	90
5.3.3	Article	92
5.4	Événement du 28 février 2001	102
5.4.1	Description de l'événement	102
5.4.2	Enseignements du diagnostic radio	104
5.4.3	Article	105
5.5	Événement du 21 mars 1999	115
5.6	Conclusion	116

5.1 Introduction

Ce chapitre présente des observations de filaments dans leur phase éruptive sous un aspect entièrement nouveau dans le domaine métrique et décimétrique. Pour la première fois, il est possible d'étudier ce genre d'événements autrement que par les émissions non thermiques, qui localisent indirectement les sites d'accélération de particules. Les observations qui suivent montrent la contrepartie radio du filament et la replacent dans le contexte des observations X, EUV ou en lumière blanche, ce qui permet de suivre son comportement dynamique au cours de la Disparition Brusque, ainsi que la restructuration de la couronne sous la forme de dépressions transitoires, analogues à celles observées en UV ou en X. Ces phénomènes éruptifs inaugurent une nouvelle classe d'événements radio à faible bilan énergétique, donnant accès à des diagnostic radio thermiques liés aux cavités de filaments, ou aux pertes de masse éventuelles consécutives à l'éjection; ils montrent un couplage fort avec les observations EUV, et font le lien avec le développement à grande échelle des éjections de masse dans le champ de vue des coronographes.

5.2 Éruptions de filaments et éjections de masse coronale

La littérature sur les éjections de masse coronale (CMEs) regroupe une somme considérable d'observations couvrant les altitudes proches de la surface solaire, jusqu'au milieu interplanétaire et l'environnement géomagnétique terrestre. L'intérêt croissant porté aux questions de Météorologie de l'Espace encourage les efforts de recherche vers ce genre de manifestations éruptives. Contrairement à l'impact récurrent des trous coronaux sur le géomagnétisme, qui laisse espérer une prévision réaliste possible, les éjections de masse coronale, qui s'accompagnent d'effets géomagnétiques ponctuels, ont une fréquence aléatoire. L'usage et la pratique permettront dans les prochaines années de mieux cibler les besoins des utilisateurs en terme de prévision des événements solaires. Mis à part ces considérations d'ordre pratique, ces événements font partie intégrante du cycle d'activité de notre étoile, dont le milieu interplanétaire tout entier, et pas seulement les satellites, subit l'impact.

Les éjections de masse coronale sont couramment observées par les coronographes embarqués dont le disque occulteur permet, en l'absence d'atmosphère, d'observer par diffusion Thomson les structures à faible contraste de la haute couronne solaire. De la photosphère à la couronne moyenne, les signatures de CMEs existent dans les domaines optiques, EUV, X, et bien entendu, en radio dans les domaines métriques et décimétriques. Dans le milieu interplanétaire, les spectrographes radio, la scintillation et les mesures *in situ* de champ magnétique, de densité et de vitesse du vent solaire, permettent de compléter cette approche. Devant l'impossibilité de résumer en quelques pages un tel historique observationnel et théorique, nous nous attacherons, après une brève introduction aux CMEs et aux éruptions de filaments, aux signatures moins conventionnelles, ce que Hudson et Cliver (2001) appellent *L'observation des CMEs sans coronographes*.

5.2.1 Propriétés générales

Les disparitions de filaments regroupent sous une même dénomination deux phénomènes distincts étudiés depuis le début du 20e siècle dans les raies chromosphériques (d'Azambuja et d'Azambuja, 1948). D'un côté, les disparitions thermiques, qui correspondent à un échauffement du matériau H α sans destruction de la structure magnétique, de l'autre les disparitions dynamiques entraînant l'éjection du filament et occasionnellement une éjection de masse coronale (dans la suite nous utiliserons l'acronyme anglo-saxon CME).

Après la découverte des CMEs au début des années 70 (Tousey, 1973), et l'essor des observations spatiales, le lien entre les deux phénomènes a été rapidement établi. Considérant l'ensemble des observations, les études systématiques montrent qu'entre 50 et 80 % des CMEs sont associés à une activité sur le disque, ce qui correspond au fait qu'une partie des CMEs observés concernent des événements derrière le limbe. Parmi les CMEs ayant pour origine le disque faisant face à la Terre, une grande majorité est associée à des éruptions de filaments, allant de la moitié (Gosling et al., 1974), jusqu'à près de 70-80% (Munro et al., 1979), et ceci indépendamment du cycle solaire (Webb et Hundhausen, 1987; St. Cyr et Webb, 1991). Cette tendance très nette, qui s'est confirmée par la suite, cache cependant l'existence de deux classes de CMEs, l'une liée aux éruptions de filaments quiescents, et l'autre associée aux régions actives, et à leurs filaments. Ces deux familles se caractérisent par des propriétés physiques différentes, et notamment une vitesse plus importante pour les CMEs liés aux régions actives, qui s'accompagnent, en plus de LDEs⁵ impulsifs, d'éruptions optiques. Les événements radio que nous présentons dans la suite

⁵LDE : Long Duration Event

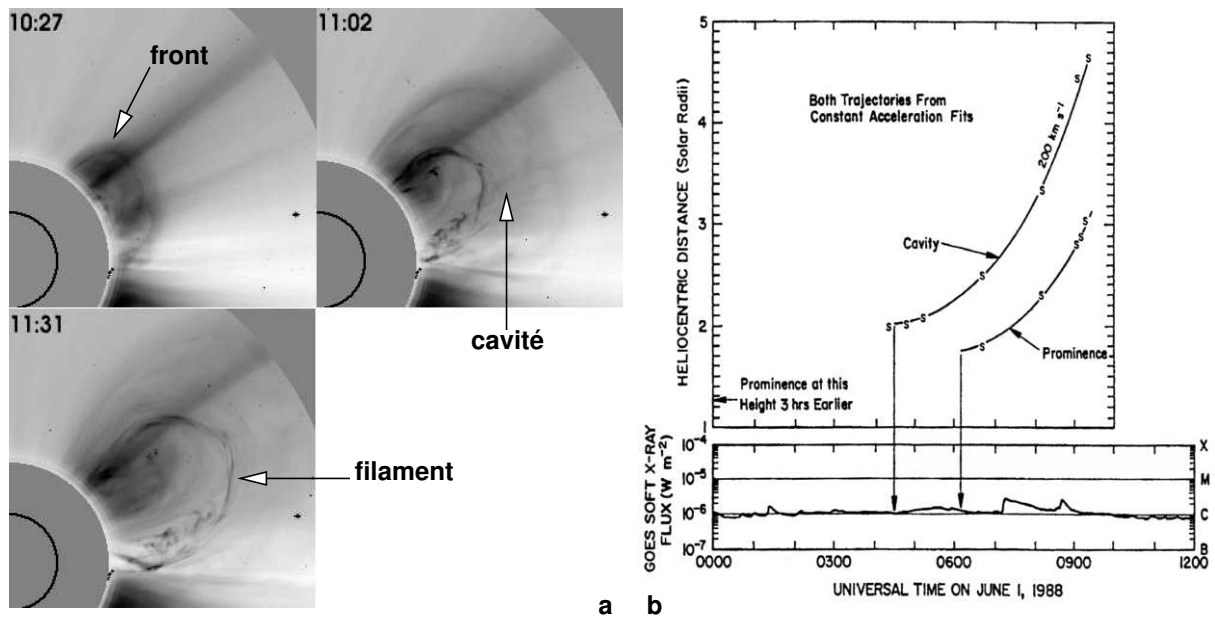


FIG. 5.1 – a) Observation d’une éjection de masse coronale par LASCO-C2 le 19 mai 1998, le front, la cavité, et le filament sont indiqués sur cette série d’images présentées en vidéo inverse. (source NRL). b) Évolution dynamique du filament et de la cavité d’une éjection de masse coronale le 1er juin 1988. Les deux structures subissent la même accélération et finissent à la même vitesse. D’après Hundhausen (1998).

de ce chapitre se rapportent à la première classe, celle des éruptions de filaments aux signatures énergétiques X et UV faibles, et sans éruptions optiques.

Du fait de l’étroite association CMEs/éruptions de filaments, un schéma ‘classique’ des éjections de masse coronale est généralement évoqué (Webb, 1998). Celles-ci se présentent sous la forme d’un front, d’une cavité, et d’un noyau brillant généralement associé au filament. L’évolution temporelle de cette structure tripartite montre que les trois composantes subissent généralement une même évolution dynamique (accélération ou décélération) et font donc partie du même système magnétique. La figure 5.1a présente une observation d’un CME ‘typique’, par l’instrument SOHO/LASCO, montrant la configuration tripartite précitée. En b), l’évolution temporelle d’un CME de l’ère SMM illustre les caractéristiques dynamiques des éjections de masse; les filaments ont au maximum une vitesse égale à celle du front ou du haut de la cavité, ce qui pourrait suggérer qu’ils ne sont pas l’agent moteur du phénomène même (Hundhausen, 1998). De manière plus convaincante, certaines observations, notamment dans les phases initiales du développement, montrent une expansion de la cavité avant que le filament ne bouge (Hundhausen, 1987). De même, l’accélération que subissent certains CMEs au cours de leur propagation dans la moyenne et haute couronne exclut des trajectoires de type balistique.

La morphologie des éjections de masse présente en réalité un schéma plus complexe que ne le laisse supposer cette vue académique en trois parties. D’une part, la visibilité du filament dans le champ du coronographe dépend, en raison de la diffusion Thomson sur les électrons libres, du taux d’ionisation du matériau filamentaire. De fait seuls 25% des CMEs observés par SMM présentaient un noyau brillant (Hundhausen, 1998). D’autre part l’aspect global du CME dépend de l’échelle d’énergie considérée, de la plus faible, liée à l’apparition dans le champ de vue du coronographe de structures lentes et amorphes, jusqu’aux CMEs rapides associés

aux éruptions (Howard et al., 1985). Comme nous le verrons par la suite dans les événements présentés, l'étendue spatiale du CME n'est pas liée à la libération d'énergie sous forme d'émissions électromagnétiques (X, EUV ou radio), qui reste marginale vis-à-vis des énergies magnétiques et mécaniques. Il est probable que le moteur d'expansion du CME soit lié à l'énergie magnétique stockée dans la structure, comme le suggèrent Vourlidas et al. (2000) par exemple.

Le dernier point d'interrogation concernant les CMEs est leur géométrie réelle. Quel que soit en effet le mode d'investigation, on ramène toujours l'observation d'une structure tridimensionnelle à une ou deux dimensions. Le fait que l'on puisse observer une même structure sous plusieurs angles différents complique artificiellement la classification. L'existence de CMEs présentant une structure nettement hélicoïdale en est une bonne illustration, dans la mesure où il s'agit d'événements similaires à celui présenté à la figure 5.1a, mais vus vraisemblablement dans l'axe du filament (voir par exemple Dere et al. 1999, qui donnent une proportion d'environ 25 à 50 % de tubes de flux torsadés pour les deux premières années de LASCO). Un deuxième exemple est la distinction entre les CMEs halos (Howard et al., 1982), et les CMEs classiques observés sur le limbe. Il ne fait à l'heure actuelle plus de doute que les deux catégories n'en font qu'une en réalité, mais il reste très difficile de lier les deux en un seul modèle tridimensionnel. La future mission STEREO devrait permettre de résoudre cette ambiguïté. Dans la suite de ce chapitre, nous n'entrerons pas plus loin dans les détails morphologiques, nous contentant de faire la distinction entre les éjecta lents et amorphes, et les CMEs plus classiques.

En terme de masse, les études systématiques menées sur les premières expériences donnent des valeurs de l'ordre de $\sim 10^{15}$ g (Howard et al., 1985; Hundhausen et al., 1994), ce qui est comparable à la masse des filaments eux mêmes, entre $10^{13} - 10^{17}$ g (pour des densités électroniques dans les filaments de l'ordre de $10^{10} - 10^{11}$ cm⁻³, Tandberg-Hanssen 1995). Les marges d'erreur dans ce genre d'estimations sont relativement importantes, dues d'une part aux problèmes de calibration, et d'autre part à la géométrie réelle de la structure observée sur le coronographe, puisque le seul paramètre disponible est la densité intégrée le long de la ligne de visée. Par ailleurs, l'augmentation du nombre de CMEs détectés par rapport aux missions précédentes suggère un effet de sélection des événements faibles, en raison de la meilleure sensibilité des coronographes récents. Les résultats préliminaires pour le coronographe LASCO, à bord de SOHO, ne rendent pas compte des problèmes de masse et de dynamique. Sur un échantillon d'une dizaine de cas, Vourlidas et al. (2000) donnent des masses entre $10^{14} - 10^{16}$ g; ils établissent par ailleurs que l'énergie totale, comprenant un terme cinétique, potentiel et magnétique reste approximativement constante. Le fait que l'énergie magnétique décroisse au profit des deux autres termes, suggère que ces structures puisent leur énergie dans la détente du tube de flux lié au CME. Les vitesses se répartissent selon les deux classes dont nous avons parlé plus tôt, entre 20 et 2000 km.s⁻¹; dans les faits, les CMEs liés aux éjections de filaments quiescents sont plus lents que ceux associés aux éruptions dans les régions actives (McQueen et Fisher, 1983).

5.2.2 Signatures observationnelles

Hormis l'imagerie directe dans le domaine optique, qui permet de suivre sur le disque l'évolution temporelle du filament (dynamique ou thermique), et la coronographie, plusieurs signatures, X, EUV, ou radio, existent sur le disque.

L'observation routinière du flux X par les satellites américains GOES a montré que la plupart des événements étaient liés à des émissions X (LDE pour Long Duration Events) comme le montre la courbe inférieure de la figure 5.1b. Pour la classe qui nous intéresse ici, on trouve généralement des signatures non impulsives, que les télescopes spatiaux EUV et X permettent d'associer à la formation d'arcades post-éruptives, à l'emplacement initial du filament. Les études

systématiques précitées ont révélé l'association statistique entre les LDEs et les CMEs, à hauteur de 50 à 70%, tandis que l'association avec les éruptions, au sens éruptions optiques, est, elle, beaucoup plus faible ($< 40\%$, Webb et Hundhausen 1987; St. Cyr et Webb 1991). La comparaison des temps de démarrage des CMEs sur le disque, par extrapolation, et ceux marquant le début des LDEs, tend à montrer qu'aucun des deux phénomènes n'entraîne l'autre, mais qu'ils sont tous deux la signature d'un même événement, impliquant une restructuration à grande échelle du champ magnétique (Webb, 1998; Zhang et al., 2001).

L'essor des télescopes X et EUV a révélé l'existence sur le disque de signatures indirectes de CMEs. Les dépressions transitoires apparaissent dans une large gamme de longueurs d'ondes, depuis les rayons X mous jusqu'au domaine EUV. Observées dès les premières expériences embarquées (Rust et Hildner, 1976), elles regroupent sous un seul terme plusieurs phénomènes différents. Elles sont tout d'abord observables sur le limbe lors des phases initiales des CMEs, à basse altitude, soit en lumière blanche, dans le champ des coronographes, soit grâce aux télescopes EUV ou X (Dere et al., 1997). Peu d'observations spectroscopiques existent, mais elles ont néanmoins montré que ces dépressions transitoires correspondaient bien à une excavation de matière coronale et non à un refroidissement rapide (Harrison et Lyons, 2000; Harra et Sterling, 2001). Celles observées sur le disque répondent à une géométrie quelque peu différente, liée en fait à la structure magnétique de la zone éruptive. Initialement découverts par Rust et Hildner (1976), les trous coronaux transitoires ont été récemment décrits, grâce aux missions YOHKOH et SOHO, dans différentes gammes de températures, pour des événements impliquant des structures magnétiques instables comme les sigmoïdes (Manoharan et al., 1996; Sterling et Hudson, 1997; Zarro et al., 1999). Dans le cadre des modèles de filaments faisant intervenir les structures en tubes de flux, des zones de dépressions sont assimilées à l'ouverture progressive des lignes de champ provoquée par l'expansion du tube de flux.

La dernière manifestation sur le disque, liée à une éjection de masse coronale, est l'existence d'ondes de choc initialement observées dans les années 60 dans la chromosphère (ondes de Moreton). Avec l'instrument EIT, une nouvelle classe d'ondes (dites 'EIT') a été détectée sans que le lien avec les ondes de Moreton soit clairement établi (Thompson et al., 1999). De plus, comme le souligne Delannée (2000), un certain nombre d'événements de ce type sont vraisemblablement associés à tort à des ondes.

Dans le domaine radio, il est une fois de plus nécessaire de faire la distinction entre les différentes longueurs d'onde. Le domaine centimétrique court permet de suivre le mouvement du filament ou de la protubérance, comme le montre la figure 5.2. On y voit une observation assez exceptionnelle d'un envol de protubérance suivi par le radiohéliographe de Nobeyama (Japon) à 17 GHz ($\lambda = 1.76$ cm) au delà du limbe, à près de $1R_{\odot}$ d'altitude (Hanaoka et al., 1994).

Les manifestations métriques et décimétriques des CMEs ou des éruptions de filaments rapportées jusqu'à présent, consistent en des émissions non-thermiques (voir Pick 1999, pour une revue). Comme cela est indiqué au chapitre 2 de ce mémoire, les différents types de sursauts sont liés à des situations physiques particulières, chocs, expulsion de matière ou restructuration coronale. Dans tous les cas, ces émissions peuvent indiquer indirectement l'emplacement des sites d'accélération de particules, intervenant aux différents stades des éruptions de filament ou de CMEs. D'une manière générale, le diagnostic radio traduit la restructuration de la couronne à la suite d'une modification même locale de la structure magnétique.

La figure 5.3 montre, pour l'événement du 6 novembre 1997, les sites d'émissions radio à différentes étapes du développement d'un CME lié à LDE impulsif (Maia et al., 1999). Les sites d'accélération déduits des observations radio et coronographiques correspondent au développement latéral extrêmement rapide du CME, qui entraîne, sur son passage, l'ouverture successive des lignes de champ initialement fermées.

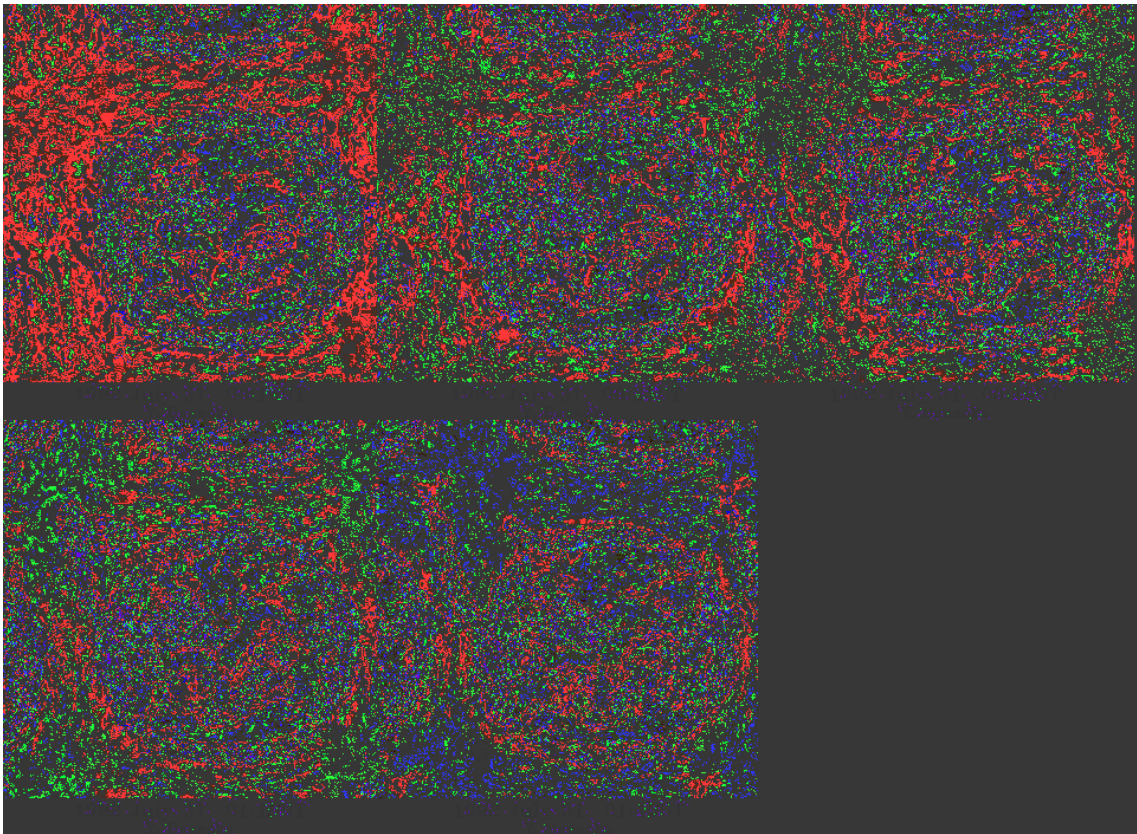


FIG. 5.2 – Éruption de protubérance suivie par le radiohéliographe de Nobeyama à 17 GHz. D'après Hanaoka et al. (1994).

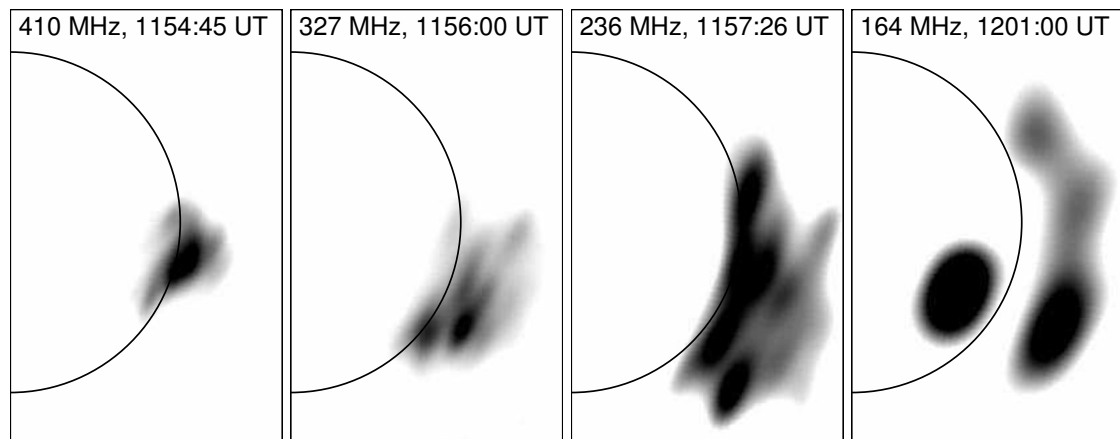


FIG. 5.3 – Développement d'une éjection de masse coronale observée par le radiohéliographe de Nançay le 06 novembre 1997. L'observation multi fréquences montre le développement latéral successif, dans les toutes premières phases du CME. L'image est en vidéo inverse et les sources apparaissent sombres. D'après Maia et al. (1999).

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons de nouveaux diagnostics radio dans l'étude des éruptions de filament et du démarrage des éjections de masse coronale, basés essentiellement

sur l'émission thermique. Le point commun aux trois événements est la gamme d'énergie libérée sous forme d'émission X, EUV ou radio non thermique sensiblement inférieure aux cas traditionnellement observés. Les trois Disparitions Brusques que nous décrivons sont relatives à des filaments hors régions actives, et sont associées à de faibles LDEs non impulsifs observés par le satellite GOES. Le premier cas se classe à part, et est lié plus directement au phénomène de perte de masse intervenant au cours d'une DB. Les deux autres événements permettent notamment de faire le lien entre l'amplitude et le développement du CME, et de l'éruption de filament qui l'accompagne.

5.3 Événement du 02 septembre 1999

Il s'agit d'une observation⁶ particulièrement complète en termes de couverture multi-longueur d'onde, impliquant l'héliographe numérique de Meudon, le radiohéliographe de Nançay, le télescope SOHO/EIT, et le coronographe SOHO/LASCO. Elle montre l'éruption d'un filament localisé à proximité d'une région active, et la restructuration coronale sur une large étendue spatiale. Pour la première fois, la radio métrique et décimétrique présente, en plus de faibles émissions non thermiques, le développement d'une large dépression de brillance, similaire à celles que l'on peut observer plus classiquement dans le domaine X ou UV.

Dans ce qui suit, nous rappelons en premier lieu les principales étapes de l'observation multi-longueur d'onde, puis nous cherchons quels enseignements supplémentaires apporte le diagnostic radio, enfin, nous verrons que l'évolution temporelle permet de replacer cet événement dans une classe particulière de modèle d'éruptions de filaments.

5.3.1 Observations

Le 2 septembre 1999, un filament quiescent à proximité des régions actives NOAA 8686 et 8679 subit une Disparition Brusque observée à l'observatoire de Meudon grâce à son héliographe $H\alpha$. Le filament éruptif, marqué **e** sur la figure 5.4a, à proximité des deux régions actives et entouré de trois autres filaments (**a**, **b**, **c**), s'inclut donc dans une configuration magnétique multi polaire. Apparu 3 jours avant l'éruption dans l'environnement du filament **c**, il subit, jusqu'à l'événement, une lente évolution qui l'amène à s'éloigner des régions actives et probablement à s'élever dans la couronne comme en témoigne l'absence de ligne neutre clairement définie.

Le jour de l'éruption, le filament est également observé en radio décimétrique, à 410.5 MHz et à 327 MHz (figure 5.4b), comme une dépression de brillance par rapport au Soleil calme. Il s'agit donc là d'un contre-exemple par rapport aux résultats statistiques sur l'observation des filaments à proximité des régions actives (voir le chapitre 4). Sa visibilité tient peut-être à son altitude élevée.

La Disparition Brusque en elle-même survient entre 11 : 40 et 11 : 47 TU. Elle est cependant précédée par une phase d'activité du filament débutant dès 9 : 15 TU, au cours de laquelle sa morphologie se modifie sous l'effet d'un étirement et visiblement d'une rotation autour de son axe. Progressivement, et jusqu'à l'éruption, le filament disparaît du centre de la raie $H\alpha$ mais devient visible dans l'aile bleue, indiquant une montée progressive. Alors que le filament **a** situé sous le filament éruptif n'est absolument pas perturbé au cours de l'événement, la disparition dynamique de **e** s'accompagne d'une activité accrue au niveau des filaments **b** et **c**. Elle est observable aussi bien en $H\alpha$, par des mouvements d'agitation, que sur les données EIT dans la

⁶Cet événement a fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* sous la référence : Marqué et al., 374, 316-325, 2001.

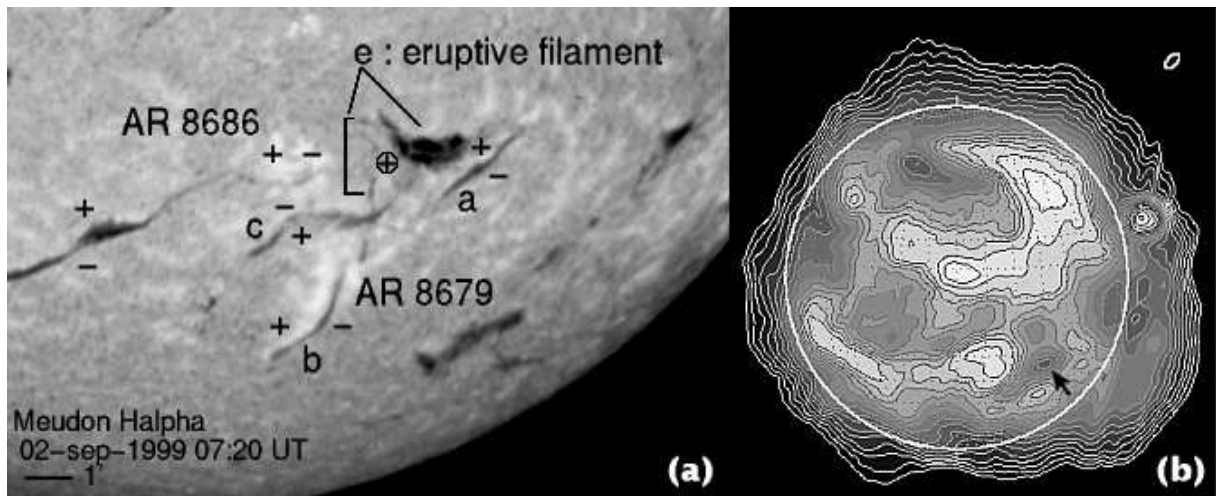


FIG. 5.4 – a) Observation pré-éruptive de la région du filament à l'étude, marqué **e**. Les polarités magnétiques sont indiquées tout comme les deux régions actives. b) Observation pré-éruptive par synthèse d'ouverture à 327 MHz. La dépression associée au filament est indiquée par la flèche.

raie du Fer XII, par le développement d'embrillancements le long du corps des filaments. Le devenir du filament éruptif est quelque peu incertain, mais les images EIT semblent indiquer qu'il n'est pas éjecté du Soleil, mais finit par retomber après une trajectoire plutôt Nord-Ouest.

L'événement radio est synthétisé sur la figure 5.5a. La disparition dynamique du filament est marquée par un sursaut radio multi fréquences, visible sur l'image de 11 : 52 TU, et dont le profil temporel est celui d'un continuum. Son apparition à 11 : 48 UT survient dans le début de la phase accélérée de la disparition brusque. Le développement important de la dépression radio, immédiatement après le sursaut, est le point nouveau ici. Comparée à la dépression pré-éruptive, sa profondeur est plus importante, et ses dimensions, plus grandes (0.7 au lieu de $0.2R_{\odot}$ pour sa longueur). Étant donné que le filament disparaît rapidement, d'après les données EIT, il n'est pas possible de l'associer à cette nouvelle dépression.

À la précision de pointage près, la localisation des différents sursauts se trouve au delà de la ligne neutre délimitée par le filament **a**, comme le montre la figure 5.5b. La composante métrique du sursaut est située à proximité des boucles coronales émergeant de la région active sud. De cette composante naît, dans la continuité du premier sursaut, un orage de bruit métrique présentant une lente dérive spatiale vers le sud. Cette dérive est temporellement associée à l'émergence dans le champ de vue du coronographe LASCO-C2 d'une structure amorphe de vitesse similaire à celle de l'orage ($< 100 \text{ km.s}^{-1}$). Il ne s'agit pas d'une éjection de masse en tant que telle, et la structure disparaît progressivement en moins de deux heures. Elle est en tout cas très similaire à des observations conjointes, entre le radiohéliographe et le satellite SMM au début des années 80, qui liait la naissance d'orages de bruit à l'apport de matière dans la haute couronne (Kerdraon et al., 1983). Par rapport à ces observations antérieures, le présent événement donne une vue d'ensemble plus complète, depuis la surface, jusqu'au niveau du coronographe. La durée de l'orage correspond à celle du faible LDE observé sur GOES, et il prend fin approximativement lorsque la dépression radio disparaît.

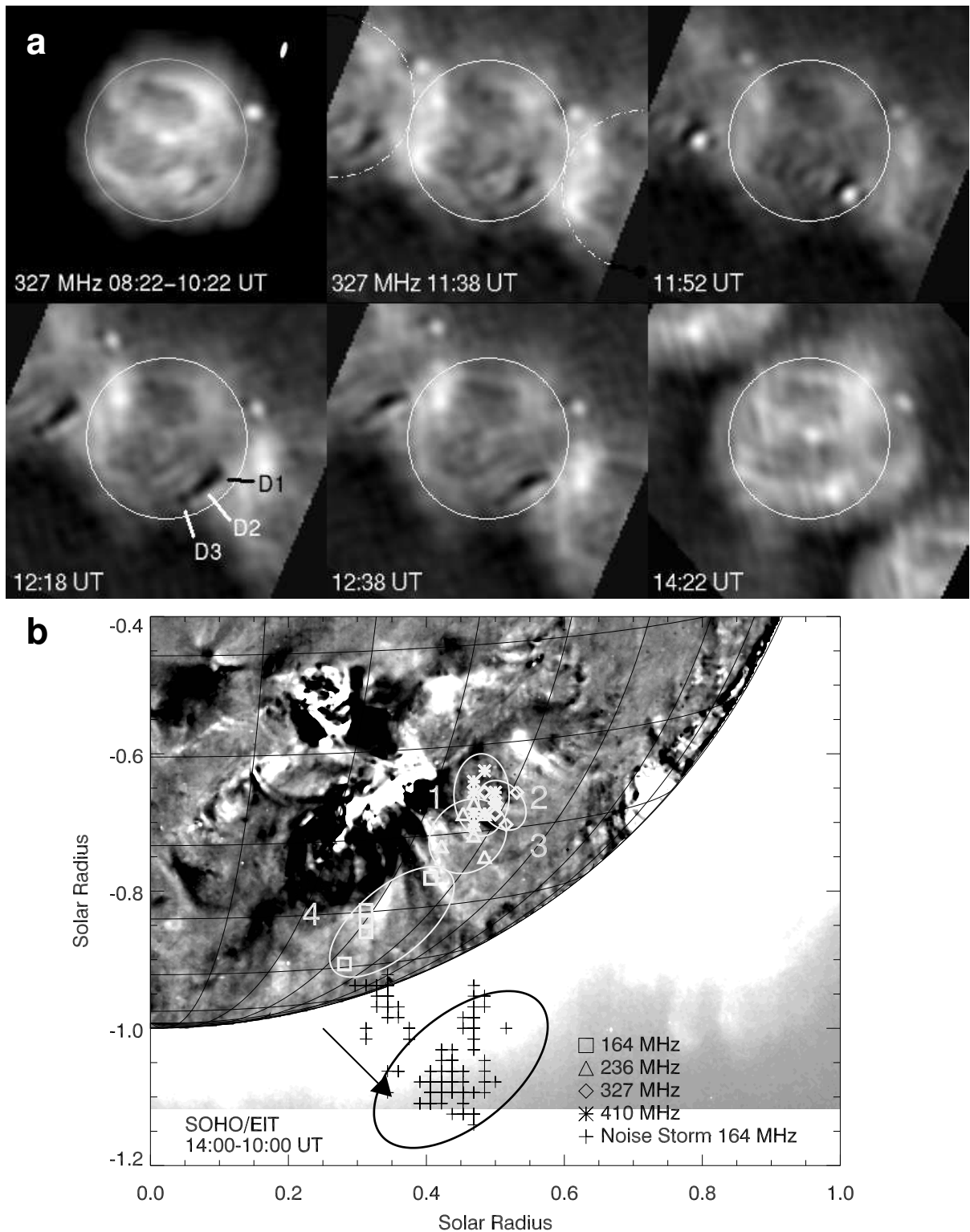


FIG. 5.5 – a) Événement radio à 327 MHz. La carte en haut à gauche est une carte de synthèse réalisée sur 3 heures d'intégration. Les autres images montrent le développement de la dépression post-éruptive après le sursaut qui apparaît à 11 :52 TU, et sa disparition après 14 :00. Le phénomène d'aliasing est représenté en pointillé sur la carte supérieure du milieu. b) Emplacement du sursaut radio multi-fréquences, et développement de l'orage de bruit dans le voisinage de la région active Sud.

5.3.2 Discussion et interprétation

Tous ces éléments témoignent d'une restructuration à grand champ dans la couronne consécutive à l'éruption du filament e. Plusieurs indices observationnels détaillés dans l'article montrent des signatures 'classiques' de départ de CMEs, bien qu'aucun ne soit observable sur C2. Apparaissent notamment des trous transitoires autour du site éruptif, similaires, sur une échelle spatiale plus petite, à ceux observés par exemple par Manoharan et al. (1996). La dépression radio post éruptive est dans le cadre de cet article considérée comme la première contrepartie radio des pertes de masse observée en UV et en X. Celle-ci, estimée d'après la profondeur de la dépression vis-à-vis du Soleil calme, est de l'ordre de 3×10^{14} g, soit environ 10 % de la masse typique d'un CME. On a donc, grâce au diagnostic radio, une estimation indépendante des pertes de masse consécutives à ce genre d'événements.

L'accumulation d'indices observationnels montre que cet événement possède plusieurs des caractéristiques d'éruptions de filament plus 'classiques', mais avec un budget d'énergie beaucoup plus petit, comme en témoignent les faibles émissions non thermiques, le faible LDE, et l'absence d'éjection de masse coronale. Néanmoins, tous ces indices montrent une restructuration de la couronne à large échelle, et en tous cas, loin du filament éruptif lui-même. Le développement d'arcades 'post éruptives' a lieu entre les deux régions actives, les émissions radio non thermiques sont localisées au sud de la région active sud, et la croissance de l'orage en coïncidence avec l'apparition de matière à près de $1 R_{\odot}$ d'altitude en sont autant de preuves. Dans ce contexte, on peut dire que l'éruption du filament n'est qu'une des signatures d'une instabilité à plus grande échelle. La séquence temporelle et les faibles signatures énergétiques décrites ici sont compatibles avec ce que peut prédire un modèle du type Breakout développé par Antiochos et al. (1999). Ce modèle s'efforce de concilier des faits observationnels comme la haute instabilité des structures multipolaires, et l'impossibilité théorique d'ouvrir complètement une structure magnétique de type 'force-free'. Même si l'échelle spatiale n'est pas la même, le modèle décrit, après une phase d'évolution lente, une phase éruptive amorcée par un phénomène de reconnexion à haute altitude, ou loin du filament.

5.3.3 Article

5.4 Événement du 28 février 2001

Cet événement implique un filament quiescent proche d'une petite région active non référencée dans le catalogue de la NOAA, lors de son passage au méridien. De faibles émissions non thermiques marquent le début de l'événement au cours duquel, une dépression radio associée au filament apparaît et se développe sur le disque, puis au delà du limbe. Les coronographes SOHO/C2 et SOHO/C3 observent, consécutivement à l'événement, le développement d'une éjection de masse en halo. La comparaison de l'événement vu par EIT, ainsi que par le NRH permet de confirmer les conclusions du chapitre précédent concernant les filaments quiescents, à savoir que la cavité ou le manque de matière coronale, est l'origine la plus probable de la dépression radio.

5.4.1 Description de l'événement

Le filament éruptif se trouve être l'extrémité nord d'un long filament à moyenne latitude, dans l'hémisphère sud, à proximité d'une petite région active. Une vue rapprochée de la zone d'intérêt est présentée sur la figure 5.6. La vignette de gauche est une observation $H\alpha$ de l'observatoire de Kanzelhöhe, la veille de la disparition brusque ; seule la partie indiquée par la barre verticale est impliquée dans l'événement. L'image du milieu montre l'environnement coronal dans la raie du Fer XV. La forme en S est caractéristique des sigmoïdes qui sont, observationnellement, reconnus comme étant des structures instables (Canfield et al., 2000). Quelques heures avant l'éruption, un point brillant indiqué par une flèche émerge au nord ouest du filament. Il s'agit d'une polarité magnétique parasite vis-à-vis de la polarité ambiante.

La disparition brusque proprement dite, c'est-à-dire la phase d'accélération du filament, commence aux alentours de 13 :00 TU, comme le montrent les observations EIT. Les premiers indices d'activité sont perceptibles dès 11 :20 TU, lorsque de faibles émissions non thermiques sont observées en radio aux deux extrémités du filament éruptif, et notamment au dessus de la polarité parasite. Le profil temporel tel qu'il apparaît sur la figure 2 de l'article, montre qu'il s'agit vraisemblablement de petits sursauts de type III.

Associé à ces signatures non thermiques, le film EIT, dans la raie du Fer XII ($\lambda = 195 \text{ \AA}$), montre d'une part un embrillancement au niveau de la polarité parasite, mais surtout indique le début de la phase ascensionnelle du filament, dès 11 :36 UT. La phase d'accélération commence sur EIT dès 13 :00 UT, et montre que la partie sud du filament éruptif est éjectée vers le sud.

La partie nord est surplombée par des arcades perturbées lors de l'éruption, qui empêchent de suivre son comportement en Fe XII. Néanmoins on dispose d'une observation dans la raie de

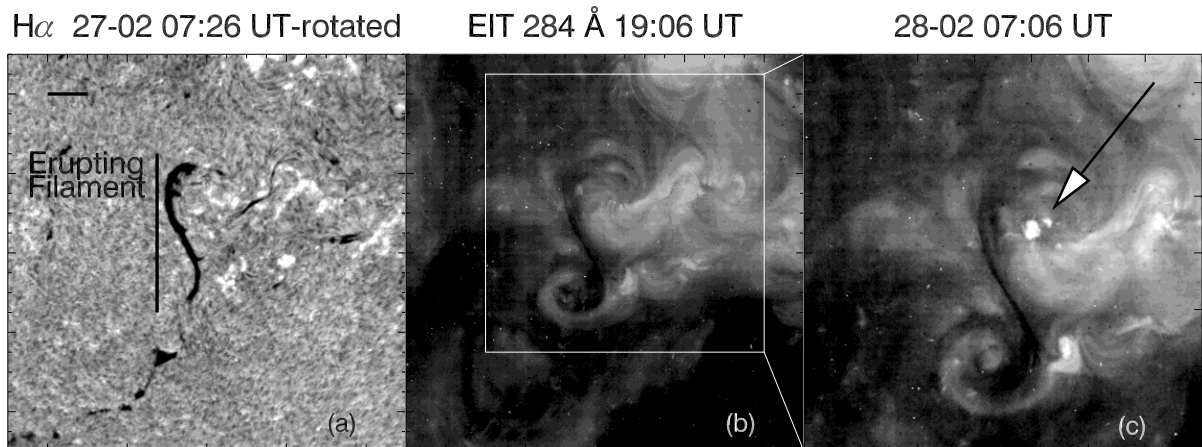


FIG. 5.6 – Observations pré éruptives en $H\alpha$, en a), dans la raie du fer XV, en b). La figure c) montre l'émergence de la polarité parasite signalée dans le texte.

l'hélium ($He II$) qui montre une structure en absorption bien visible par différence et que l'on associe à cette partie du filament.

L'événement radio en lui-même consiste au développement, sur le disque, d'une dépression au dessus du site éruptif, dès 12 :40 TU. Au cours de sa propagation, on est amené à distinguer plusieurs sous structures, comme le montre la figure 5.7 qui présente une succession d'images à 410 MHz. La partie F1 est associée à la partie sud du filament telle qu'elle apparaît sur EIT. Par rapport aux observations UV, pour lesquelles le suivi du filament ne peut se faire que sur quelques images, la radio montre le comportement du filament jusqu'au limbe et au delà, comme l'indiquent les flèches à 13 :55 et 14 :11 TU. Les deux dépressions F2 et F3 sont, à l'heure du cliché dans la raie de l'hélium, spatialement superposables à la partie Nord du filament vue en absorption. La radio est donc la seule à pouvoir suivre le comportement dynamique de cette partie F2 qui se propage jusqu'au limbe ouest, et F3 qui reste quasiment stationnaire, avant de disparaître.

Dans une certaine mesure, l'observation radio permet de comprendre ici le développement de l'éjection de masse coronale en halo, telle qu'elle est observée par C2 et C3 (voir figure 5.8). Sans être parfaite, la correspondance entre la région couverte par l'éruption du filament, et l'amplitude angulaire du CME est néanmoins convaincante. Pour la partie sud, nous avons tracé en fonction du temps, les positions de deux structures repérées sur les images du coronographe, ainsi que celles des 'bords' intérieurs et extérieurs de la dépression radio sur le disque. L'ensemble peut être ajusté par une même fonction, montrant le lien dynamique entre les deux, à défaut, vu les barres d'erreur, de pouvoir associer une structure précise du CME avec la radio.

Cet événement s'accompagne enfin de plusieurs signatures indirectes d'une éjection de masse. Un faible LDE est observé par GOES, après 13 :20 TU, correspondant au développement d'arcades post-éruptives sur EIT. Autour du site, les soustractions d'images pré et post événementielles montrent l'apparition de dépressions de brillance sur EIT, et en radio. Leurs emplacements relatifs, sans être strictement identiques, restent néanmoins comparables. La perte de masse très approximative, déduite des observations radio est de l'ordre de $10^{13}g$, c'est-à-dire, environ 1% de la masse typique d'un CME.

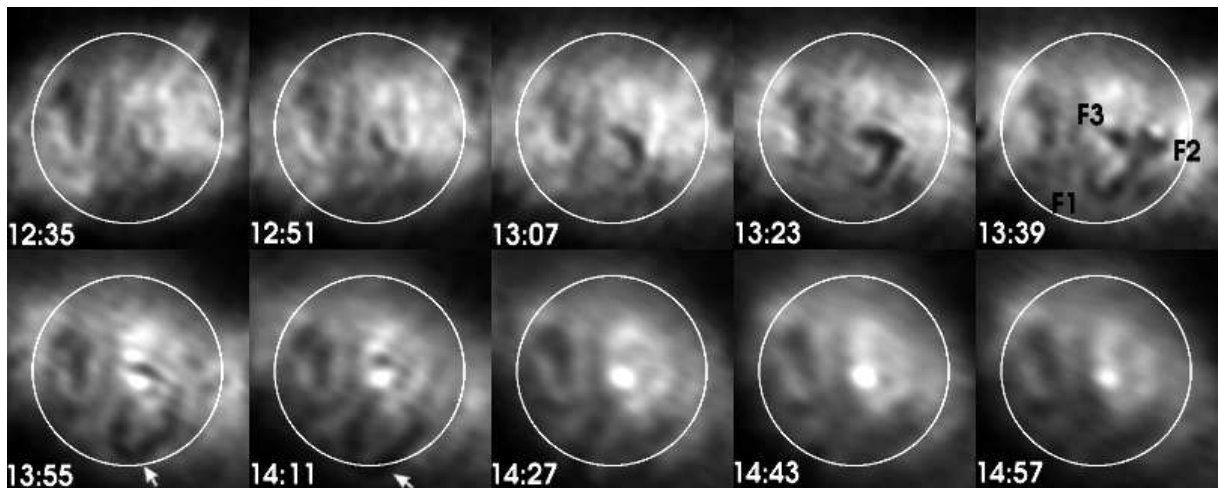


FIG. 5.7 – Séquence temporelle de l'événement observé en radio. Le cercle blanc localise le limbe optique. Les sous dépressions sont indiquées à 13 :39 TU, tandis que le filament sur le limbe est désigné par les flèches. La petite source apparaissant au milieu du disque à 13 :55 est un continuum faible non thermique associé aux arcades post éruptive en train de se former.

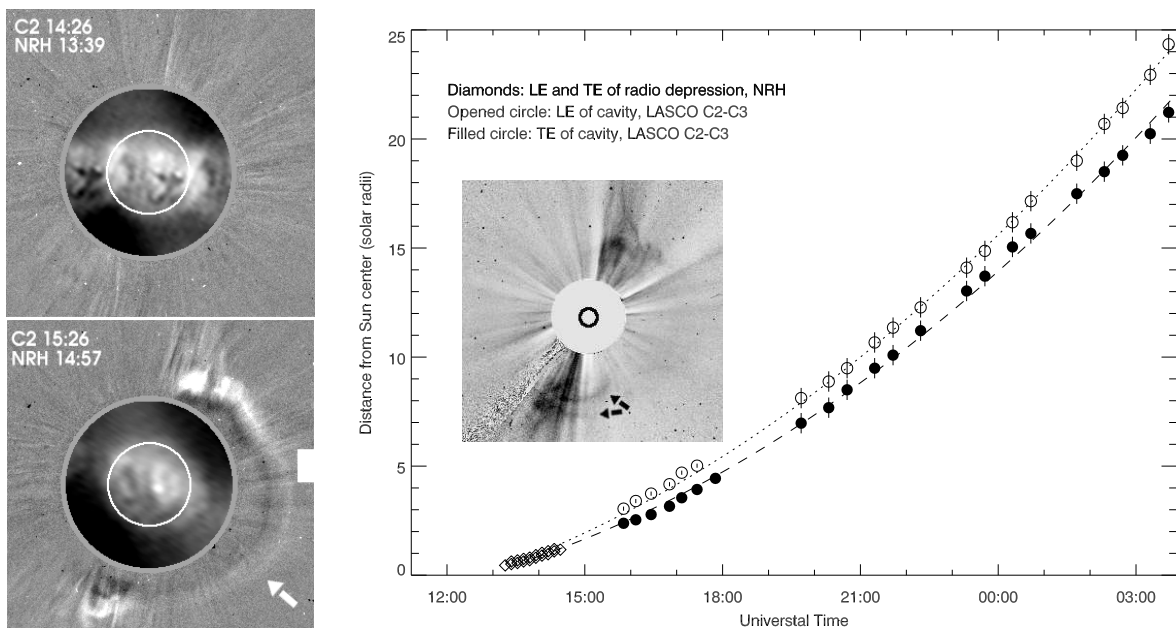


FIG. 5.8 – Développement du CME sur C2 (à gauche) et sur C3 (en encadré, à droite, en vidéo inverse). L'évolution temporelle de la position des structures indiquées par les flèches noires est tracée, de même que celle des limites de la dépression radio à la même position angulaire.

5.4.2 Enseignements du diagnostic radio

Le premier enseignement est relatif à la dépression radio. Les températures de brillance extrêmement basses mesurées au sein des dépressions F1, F2 et F3 montrent qu'il est nécessaire d'invoquer un manque de matière pour obtenir une dépression aussi profonde.

- ▷ Pour F1, la convolution par le lobe du filament EIT, quelle que soit la température de brillance qu'on lui donne, ne permet pas de retrouver les températures de brillance mesurées. On observe donc une structure plus large que le filament EIT, que nous associons à la cavité. Par ailleurs, nous montrons dans l'article qu'une densité deux à quatre fois plus faible que dans la couronne environnante suffit à expliquer l'ordre de grandeur de la dépression de brillance observée.
- ▷ La partie nord du filament, associée aux dépressions F2 et F3, est suffisamment large pour ne pas être affectée par les problèmes de lobe. Néanmoins, une diminution de la densité d'un facteur deux à quatre donne là encore des valeurs compatibles avec les observations.
- ▷ L'aspect éruptif du système peut renforcer les arguments déjà cités. Si l'altitude du filament croît au cours de l'événement, l'épaisseur de couronne le surplombant diminue, entraînant une baisse de température de brillance (voir chapitre 4). L'expansion de la cavité (dépression F1) doit entraîner une diminution de la densité électronique pouvant expliquer son apparition progressive au début de l'événement. Enfin, on ne peut écarter l'ouverture des lignes de champ qui peut diminuer, par la perte de masse, la contribution coronale.

Les faibles émissions non thermiques enregistrées au début de l'événement suggèrent que des phénomènes de reconnexion ont lieu autour du filament éruptif. Leur localisation (les hautes fréquences sont au dessus de la polarité parasite), montre que la reconnexion a lieu à relativement basse altitude, à proximité du filament. Les basses fréquences se répartissent elles sur une plus large plage qui surplombe le filament. Cette situation est assez proche de celles prédites par certains modèles d'initiation de CMEs par une polarité parasite (Chen et Shibata, 2000). Dans le cas où la polarité parasite apparaît au bord du couloir de filament, la reconnexion a lieu avec les arcades qui surplombent le filament. Cette situation est *a priori* un fait observationnel bien établi. Feynman et Martin (1995) ont montré le lien qui existait entre les éruptions de filament et les polarités magnétiques parasites. Un événement tel que celui-ci indique que l'émergence du flux a des répercussions jusque dans la couronne, au dessus ou à proximité du filament. Il faut cependant remarquer que la structure initiale du filament, en sigmoïde, est déjà en elle-même reconnue pour être instable (Hudson et al., 1998; Canfield et al., 2000). On peut donc attribuer à cette polarité le rôle de déstabilisateur d'une structure potentiellement éruptive.

5.4.3 Article

Cet article est soumis à la revue *Astronomy & Astrophysics*.

Astronomy & Astrophysics manuscript no.
(will be inserted by hand later)

Multi wavelength investigation of the eruption of a sigmoidal quiescent filament

Ch. Marqué¹, P. Lantos¹, and J.P. Delaboudinière²

¹DASOP-LPSH Observatoire de Meudon 92195 Meudon cedex FRANCE

² Institut d'Astrophysique Spatiale Université Paris Sud, 91405 Orsay FRANCE

e-mail: christophe.marque@obspm.fr

Received/Accepted

Abstract. We report the first observation of a filament eruption in the metric and decimetric range, where the behavior of the filament can be followed during the event via thermal radio emission diagnostics. The event, occurring on February 28th 2001, involved a quiescent filament in a sigmoid magnetic configuration, whose eruption is triggered by the birth of a small parasitic polarity. Faint radio bursts mark the beginning of the event, which shows the appearance of a brightness temperature depression associated to the filament seen on EIT, and its propagation on the disk up to the limb. The event is associated with a halo CME observed on coronagraphs LASCO C2 and C3, which shows a significant spatial and temporal continuity with the radio observations. Finally, static dimmings, similar to what is currently observed in EUV or SXR domains, are also detected in the radio band, around the site of the eruption. Movies of the event are attached to this article.

Key words. Sun: corona–Sun: filament eruption–Sun: radio radiation–Sun: activity

1. Introduction

The relationship between filament eruptions and CMEs has been considered since the early studies of the large coronal transients and confirmed by long term observations of the solar activity with solar missions such as SMM (Webb & Hundhausen 1987) or SOHO. Nevertheless, coronagraphs, with their large occulting disk, cannot observe the CME onsets, which are likely to occur in the lower corona.

With the launch of coronal imagers in the EUV or SXR domains, for example SXT on board *YOHKOH*, it has been possible to detect on the disk, first the eruptive processes related to the ejection, involving both active regions or quiescent filaments, as well as the coronal restructuring during and after the event. Some magnetic configurations such as sigmoids (Rust & Kumar 1996), are now considered as possible predictors for solar eruptions (Canfield et al. 2000). The restructuring of the corona is also indicated by the occurrence of dimmings, around the site of the eruption. After the discovery phase during the SKYLAB era (Rust & Hildner 1976), dimmings associated with coronal mass ejections are now currently observed both with the *YOHKOH/SXT* and *SOHO/EIT* imagers (Sterling et al. 2000).

Radio observations of filament eruptions and CMEs at long decimetric and metric wavelengths generally show non thermal radio emissions indicating the site of particle accelerations, or the propagation of coronal disturbances (see Pick 1999 for a review). In contrast, low energetic events, without strong radio bursts or EUV emissions, allow to see the thermal radio counterpart of the coronal restructuring, as shown in a previous study (Marqué et al. 2001).

In this article, we present a multi wavelength analysis of an event which occurred on February 28th 2001, involving a quiescent filament embedded into a sigmoidal magnetic configuration. Faint radio bursts mark the beginning of the event, which is followed from the erupting site up to 25 solar radii on the *LASCO-C3* coronagraph. Using the Nançay Radioheliograph (Kerdran & Delouis 1997), we can study the onset of the eruption as well as the motion of the filament, seen as a brightness temperature depression, compared to the thermal emission of the corona. EUV data were provided by the *SOHO/EIT* imager (Delaboudinière et al. 1995), and coronagraphic data by the *SOHO/LASCO* instrument (Brueckner et al. 1995); X-ray flux was given by GOES satellite via the SPIDR data center. No optical data were available for the chosen day, but we used an H α observation from the Kanzelhöhe observatory, on February 27th, for the pre-eruptive study.

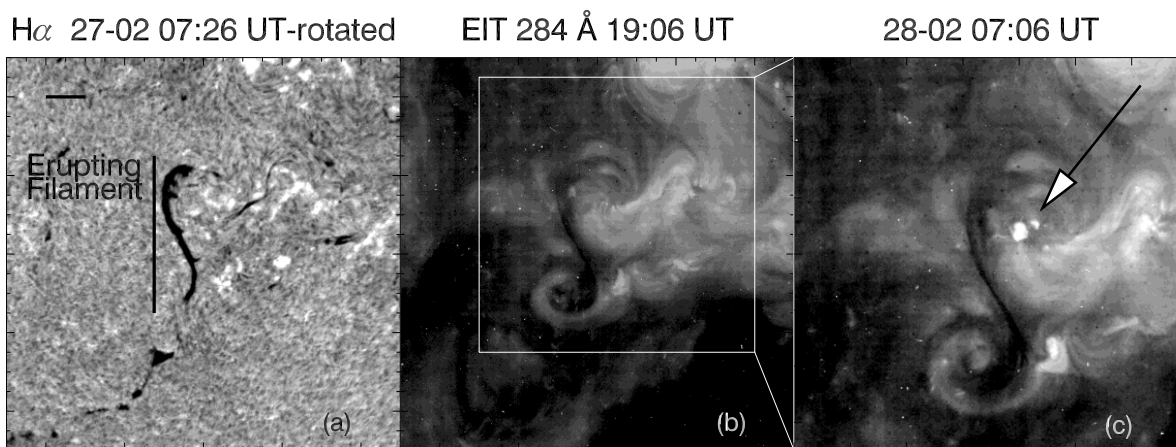


Fig. 1. a) $H\alpha$ Kanzelhöhe observation of the erupting filament on February 27th. The part of the filament to disappear is indicated by the vertical thick line. Horizontal stroke is a scale length of $100''$ that applies also for the next panel. b) EIT map at 284 \AA (Fe xv) showing the overlaying magnetic configuration. The filament is seen embedded, in absorption, within the magnetic arcades. c) Close up view of the area contained within the square drawn on b), on February 28th. The arrow points out the emergence of the small bright point, which lies above a parasitic polarity, compared to the surrounding mean magnetic field.

2. Data

2.1. Description of the event

On February 28th 2001, after 13:00 UT a filament located West 05° South 20° , erupted with minor energy release signatures, revealed by faint and short duration non thermal radio emissions and a weak LDE ($\sim B4$, in the $1-8 \text{ \AA}$ band of GOES). A faint halo CME was observed after 14:50 UT on LASCO coronagraphs C2 and C3 with a moderate velocity $\leq 300 \text{ km/s}$. Three movies of the event are available with this article: the first one from the EIT instrument, in the Fe xv line, the second one displays the radio observations at 410.5 MHz , and the last one is a composite movie of LASCO-C2 and Nançay data at 410.5 MHz , illustrating the continuity between radio and coronagraphic observations.

2.1.1. The pre-eruptive evolution

The filament was observed in $H\alpha$ before its disappearance at Kanzelhöhe observatory on February 27th. Fig. 1.a shows that it is the leading part of a long medium latitude filament, located in the neighborhood of a small spotless active region, west to the filament. While the trailing part of the filament is a long string of small dark components, the erupting one is a stand alone structure, which reveals feet on its sides. In the following, only the erupting part will be studied. One day before its eruption, the filament appears as a S-shaped structure, in a sigmoid configuration, both in $H\alpha$ and in the Fe xv line of the EIT instrument. Figure 1.b shows, in the Fe xv line, that the overall magnetic structure is also sigmoidal, and that the filament is surrounded by non-potential arcades. Radio observations prior to the eruption, not shown here, do not

reveal any counterpart to the erupting filament itself, due to the neighborhood of unresolved loops associated with the small active region, and probably to its low altitude (the filament does not appear clearly on East limb in He II images between February 20th and 22nd).

The evolution of the filament, close to the eruption, seems to be related to the nearby small active region. The comparison of EIT images on February 27th and February 28th, a few hours before the event, reveals the appearance of a small bright point, pointed out by the arrow on Fig. 1.c. SOHO/MDI magnetograms indicate it is a parasitic polarity compared to the main surrounding magnetic field.

2.1.2. The eruption

The main steps of the event are presented in the following section. Fig. 2 provides an exhaustive display of the time sequence. As already mentioned, the energy release, both in radio and soft X-ray band is weak; the event is associated with short duration non thermal radio emissions and with a LDE ($\sim B4$) beginning at 13:20 UT, and lasting around 5 hours.

The first manifestation of the event is a group of faint radio bursts, occurring at four frequencies, 164 , 236.6 , 327 , and 410.5 MHz (hereafter burst A) between 11:18 and 11:23 UT. The temporal evolution of the burst is revealed by high time resolution images, and is plotted on upper left panel of Fig. 2. Two kinds of emissions can be distinguished: a first group of low frequency and short duration bursts (called A_1 and A_2) occurred between 11:18-11:20 UT, at 164 and 236.6 MHz , probably faint type III bursts. At high frequency, faint continua, with narrow band short duration bursts are detected between 11:19-11:23 UT (A_3 , A_4 and A_5). The weakness of these emissions does not

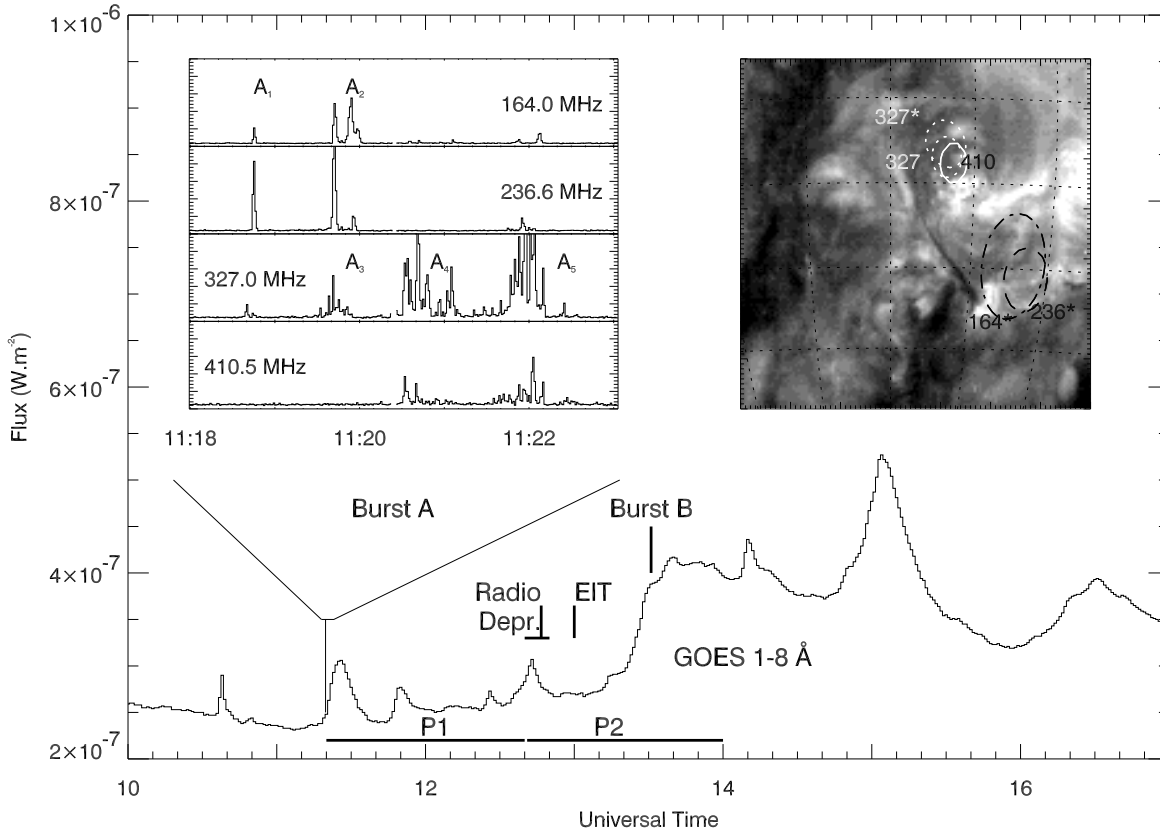


Fig. 2. Synoptic presentation of the event. The main curve is the GOES flux in the range 1–8 Å. Two radio non thermal emissions are indicated as burst A and burst B. The two steps of the eruption are indicated as P1: slow evolution phase, and P2: eruptive phase. The approximative time of the radio depression appearance is pointed out, as well as the first EIT image of the eruption. Upper left panel: Time profile of the peak brightness temperature of burst A at four frequencies. Different bursts are called A₁...A₅. Right panel: locations of radio emission sites; contour plots are drawn for each frequency at 90% of the peak brightness, at two hours; 11:19:40 UT (star) and 11:20:30 UT

allow a precise spectral type determination, but the low and high frequency emissions have distinct time profiles. Locations are also different: while high frequency bursts occurred north to the filament, in the vicinity of the small parasitic polarity (bright point seen on EIT/Fe XV and pointed out by an arrow on Fig. 1.c), the low frequency emissions are located south west to the filament (A₁, and first peak of A₂ at 164 and 236.6 MHz and second peak at 236.6 MHz) and also in the vicinity of the parasitic polarity (second peak of A₂ at 164 MHz). Upper right panel of Fig. 2 displays the two sites of non thermal emission at two different times.

These non thermal emissions mark the beginning of the eruption. In a first time (phase P1 in Fig. 2), in the Fe XII line, the south part of the filament begins to expand slowly after 11:36 UT (which is the time of the first image on EIT after the type III like burst), while the high frequency continua are associated with faint brightenings in the small bright point between 11:12 and 11:36 UT.

Being observed in H α as a stand alone feature, the filament (see Fig. 1.a) could erupt as a single structure. Nevertheless, the south and the north part of the filament evolved in different manners.

The event is illustrated on Fig. 3 which shows, in particular, the evolution of the south part. It can be divided into a long S-shaped structure (pointed out by a white thick head arrow on Fig. 3), ended by a thin curved filamentary feature. This system slowly expanded from the time of the radio burst (metric component) and interacted with overlying large scale loops whose feet were seen on EIT after 12:36 UT (pointed out by thin head arrows on Fig. 3 at 13:14 UT). At this time, these loops expand with the extreme southern feature. The eruptive phase, indicated as P2 on Fig. 2, begins between two EIT/Fe XII images, 12:36 and 13:14 UT.

The northern part of the filament is embedded into overlying arcades that are seen to be shaken during the eruption. No structure in absorption erupts at 195 Å

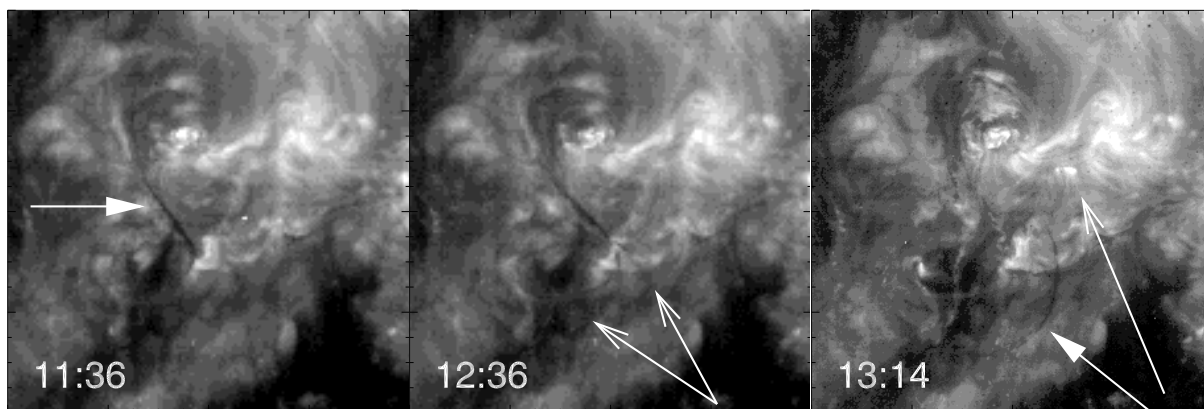


Fig. 3. Observations of the filament neighborhood at 195 Å (Fe XII). Three different steps of the event are shown here. On left hand panel, the pre eruptive state, just after radio burst A occurred (see Fig. 2); this marks the beginning of the expanding motion of the filament; the main body of the erupting filament is indicated by the thick head arrow. The middle view illustrates the interaction, during the slow ascending phase, with the overlying loops in regions pointed out by white arrows. On right hand panel the eruption is underway; the filament is indicated by the thick head white arrow, and the foot of the overlying arcades by simple arrow.

(Fe XII) after 13:00 UT, at this location. In the He II line, an area appears in absorption west of the initial location of the filament at 13:19 UT (Fig. 4). This structure can easily be observed in subtracting the previous image at 07:19 UT. One image only is available at this wavelength at the time of the eruption; this does not allow to determine the evolution of this dark pattern in the EUV band; nevertheless, it is certainly the north part of the filament. Being observed only in the He II line, this suggests that its altitude is, at this time, lower than the southern part described earlier.

Radio observations precise the eruptive behavior of the entire system. Fig. 5 shows different steps of the radio event. After 12:40 UT, a depression is seen to appear and expand along the main body of the EUV filament. It is observed in the four radio bands of the NRH suggesting a large altitude range. At this stage, the depression is subdivided into three main dips that evolved in different manners.

The southern one (F1) is spatially associated with the southern part of the eruptive filament presented in the last panel of Fig. 3 (thick head arrow). Short baselines are missing at the time of the observation, and thus an absolute flux determination is impossible. Nevertheless, brightness temperature depressions, relative to the quiet sun on the disk, are reliably measured; they are about $-(5.5 - 3.5) \times 10^5 \text{K}$ at 410.5 MHz and $-(3 - 1.5) \times 10^5 \text{K}$ at 236.6 MHz. The motion of this structure can be followed on the disk and beyond the optical limb (see image at 14:11 UT in Fig. 5). This depression vanishes after $\sim 14:30$ UT, a long time after the filament disappeared in the Fe XII line of EIT (13:30 UT). During all its eruption, both on the disk and on the limb, the radio counterpart of the filament is seen as a depression. The mean projected velocity is about 100 km/s.

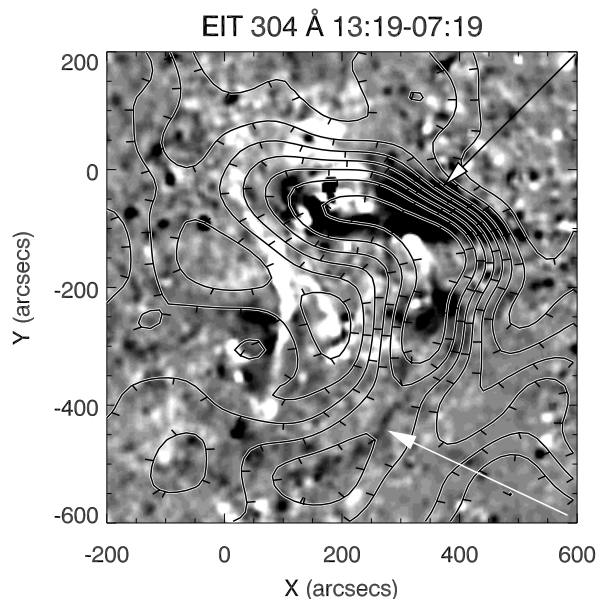


Fig. 4. He II line observations, using the image difference method, at the time of the eruption, 13:19 UT. The south part of the filament (white arrow), as well as the large structure in absorption in the north part (black arrow with white head) are indicated. Radio contours at 410.5 MHz, 13:19 UT, are overlaid with inward tick marks for brightness depressions. The field of view is identical to Fig. 3

Two other depressions are observed. A large dip (called Dip F2) west of the erupting site is observed on radio images, at all frequencies, and starting from the initial position of the filament. Brightness temperatures are ex-

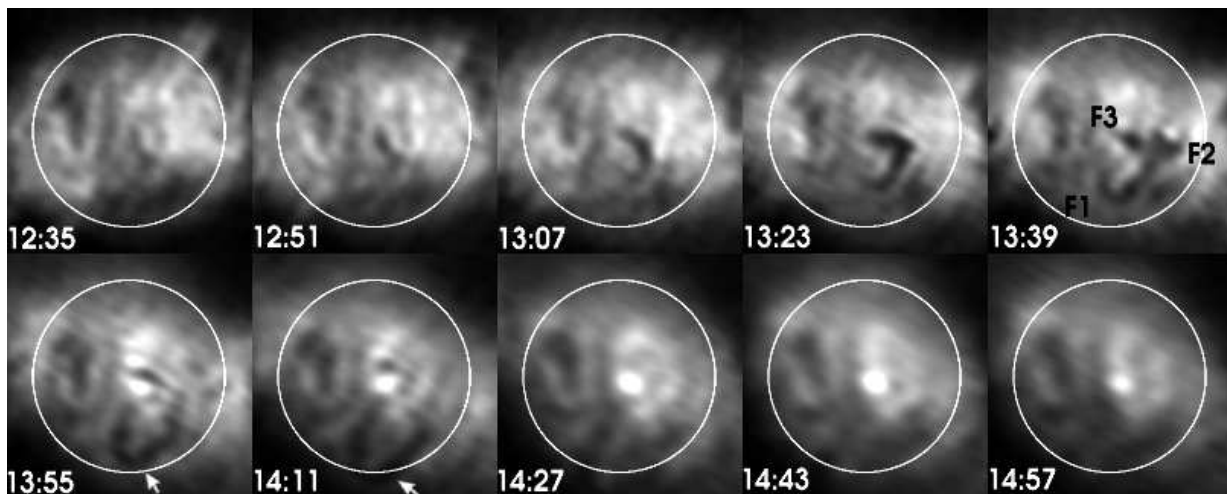


Fig. 5. Radio observation of the eruption in the decimetric range at 410.5 MHz (73 cm- λ); the white circle indicates the optical limb. The expansion of the radio depression associated with the filament is shown here, up to the limb (pointed out by white arrows on lower images, at 13:55 and 14:11 UT). The area covered by dips F2 and F3 reaches a maximum extension between 13:23 and 13:39 UT.

tremely low within this depression, compared to the mean brightness temperature of the quiet sun; the depth of the dip is about $-(7 - 5) \times 10^5$ K at 410.5 MHz (13:22 UT) and $-(5 - 4) \times 10^5$ K at 236.6 MHz. This depression has a westward motion observed up to the limb, and has no obvious EIT counterpart in the Fe XII line. Nevertheless, it is partially cospatial with the structure observed in the He II line and pointed out by the white head black arrow on Fig. 4; the orientation is roughly similar, but the shape is different. The last depression (Dip F3) is located north to the filament site. It appears in the early stages of the radio eruption, as an appended part of dip F2, but remains static up to 13:31, when a faint burst occurs at 410.5 MHz (burst B on Fig. 2). Then, it disappears northward in about 50 mn. The area covered by the dips (F3+F2) reaches a maximum extension around 13:30 UT; at 410.5 MHz, it extends from 0° to 45° in longitude, and from -10° to $+10^\circ$ in latitude.

Other coronal manifestations are triggered by this filament eruption. Near the location of the initial filament, transient coronal holes are forming after 12:55 UT on quick look SXT images, enclosed by a bright sigmoid structure. On EIT, one of the holes, south to the filament is also visible, in the early steps of the eruption, at 13:13 UT (the northern one is not detected due to expanding flare loops appearing during the event). This south dimming slowly expands eastward and southward until $\sim 20:00$. Similar dimmings are also observed with difference image techniques applied to radio data; they are clearly different from the moving dips already discussed (Fig. 5). Fig. 6 shows the locations of the dimmings in radio and in the Fe XII line. Pre and post eruptive images have been subtracted in order to enhance the brightness differences. Dimming positions are roughly similar in both domains, but radio brightness depressions extend over a larger area (for exam-

ple D1 or D3), and seem to connect different EIT dimmings (D2 and D4).

Finally, the present event is associated with a CME observed with the SOHO/LASCO coronagraphs. This is a faint halo CME, appearing first at 15:50 UT in the LASCO-C2 field of view, with an angular size of 215° and mostly visible on the west side of the field of view (see left panels of Fig. 7). The mean projected velocity of the leading edge is lower than 300 km/s (278 ± 4 km/s at a position angle of 240°).

Structures are observed within the CME pattern. Due to the halo geometry that induces projection effects, it is nevertheless rather difficult to make a correspondence with the radio depressions. In such an attempt, the location of the southern radio depression was compared to those of the inner Leading Edge (LE) and Trailing Edge (TE) of the CME. Results presented on right panel of Fig. 7 show the good correlation between the radio and the coronagraphic structures, but the uncertainties do not allow a one to one association. However, the leading and the trailing edge of the radio depression and of the CME can be fit to common trajectories. This suggest that both signatures belong to the same evolving structures.

3. Interpretation and discussion

3.1. The radio depressions

Radio depressions are totally new features observed during CMEs. Studies such as the present one should help us to understand the nature of the radio depression expanding from the site of the eruption.

The south depression, as illustrated on fig. 4, is obviously related to the EUV filament. Contrary to millimetric and centimetric radio ranges, where filaments have been

6

Ch. Marqué et al.: Eruption of a sigmoidal filament

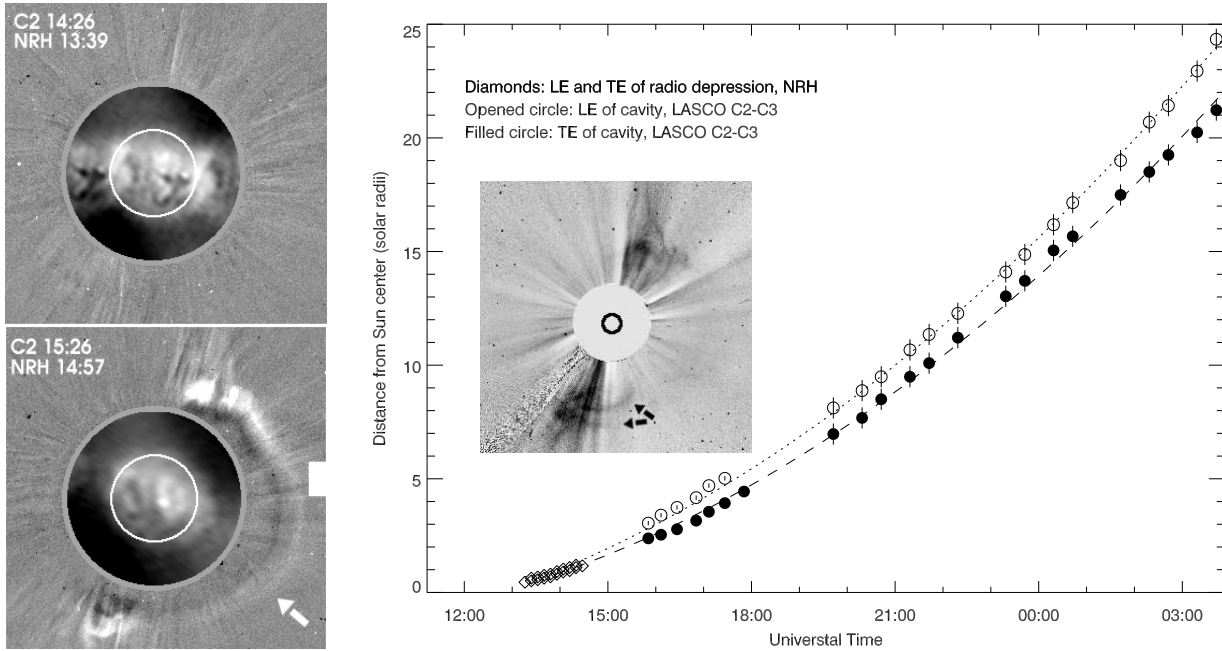


Fig. 7. Left panel: upper image presents a pre CME high solar corona. The lower image shows the expansion of the halo CME seen on LASCO-C2 coronagraph, and pointed out by the white arrow. The CME is mainly expanding westward as expected by the orientation of the filament. Right panel: height/time plot of the structure pointed out in the inner C3 image with black arrows, compared to the evolution of the radio depression associated to the filament.

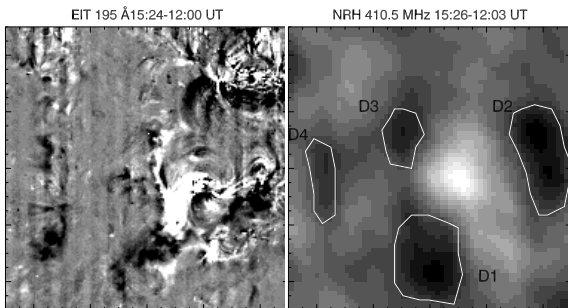


Fig. 6. Comparisons of dimming locations in radio (410.5 MHz), denoted D1, D2, D3 and D4, and in the Fe XII line (1.5×10^6 K). For the EUV images the solar rotation was taken into account.

extensively studied for years, brightness temperature depressions in the long decimetric range were observed recently for the first time, with the Nançay Radioheliograph (Delouis 1999; Marqué et al. 1999). The nature of the detected depression is an important question regarding the analysis of the filament coronal environment.

In the following, we try first to estimate the effect of the beam convolution upon the observed brightness temperature. As the size and the shape of the filament was the same in the four EIT bands, we took as a model the filament observed by EIT in the He II line, embedded into a synthetic corona whose brightness temperature is

Table 1. Brightness temperature depressions ($\times 10^4$ K) resulting from the convolution of different size filaments by the beam of the telescope at 410.5 MHz. Three different brightness temperatures are assumed for the filament (left column).

Fil. Width (pixels)	2	5	10	20
$T_{Bfil} = 7 \times 10^5$ K	-1	-3	-5	-9
$T_{Bfil} = 1 \times 10^5$ K	-4	-10	-16	-30
$T_{Bfil} = 0$ K	-6	-14	-28	-60

9×10^5 K. We also included a gaussian distribution of temperature fluctuations whose amplitude is about 1×10^5 K. We arbitrarily give a brightness temperature to the filament of 7×10^5 K in a first time, and then decrease it to 10^5 K and 0 K. We made calculations including different sizes of the filament, in order to estimate the effect of a possible hot layer surrounding the filament. We consider 4 different widths in terms of EIT pixels (1 pixel = $2.6''$), 2, 5, 10 and 20 (the width of the filament on EIT images is smaller or equal than 10 arcsec ~ 4 pixels). Resulting maps were then convolved by the beam of the NRH, whose FWHM size is about 35×55 arcsec at 410.5 MHz, producing images shown in Fig. 8. The different results are presented in Tab. 1.

For the south part of the filament, dips are too faint, in the first two cases, compared to the measurements

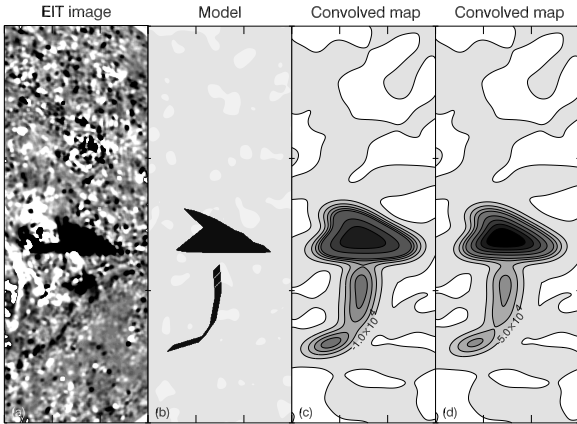


Fig. 8. Convolution of the EUV filament with a beam at 410.5 MHz. (a) EIT difference image in the He II showing the erupting filament and the north depression (see Fig. 4). (b) Model employed in the convolution, with a width of 10 pixels for the south part of the filament. Dark pattern were successively given to brightness temperatures of 7×10^5 K and 10^5 K. (c) Convolved map with a filament brightness temperature of 7×10^5 K; the mean temperature of the corona (9×10^5 K) has been subtracted. The minimum of the depression within the southern feature is $\sim -5 \times 10^4$ K. (d) ditto, with a filament brightness temperature of 10^5 K; the minimum of the depression within the southern feature is $\sim -1.6 \times 10^5$ K.

($\Delta T_{F-QS} \sim -(3-5) \times 10^5$ K). Extreme parameters (bold type values in Tab. 1) are required to explain the observed brightness depression: a 0 K brightness temperature and/or a fourfold size structure compared to the observed filament. This suggests, in this case, that the radio emission does not come from a cold medium of the size of the filament.

The same convolution was performed for the North part of the depression, assuming a constant size. Depressions obtained are about -2×10^5 K for an initial brightness temperature of 7×10^5 K, and -7.3×10^5 K for a brightness temperature of 10^5 K. The north depression, observed in the He II line, probably associated to filament material, is a large structure, compared to the beam of the telescope. In this case, a cold sheet of material with a brightness temperature of 10^5 K, could be compatible with our measurements ($-(7-5) \times 10^5$ K). We need now to check the physical relevance of such a cold structure.

Filaments are known to be surrounded by a layer that makes the link with the hot corona and called Prominence Corona Transition Region (PCTR). Chiuderi Drago (1990) made a comparison between the Differential Emission Measure (DEM) of filaments in EUV and the radio spectrum up to 20 cm- λ . Taking into account the orientation of the magnetic field with respect to the temperature gradient, she established a model of the transition region emission in radio band from the millimetric to the long centimetric domain. It is possible to extend her model to longer wavelengths and to estimate the bright-

ness temperature we would expect. With a pressure of $p = 0.2$ dyn/cm 2 and $\theta = 80^\circ$ (angle between the temperature gradient and the direction of the magnetic field), and a coronal electronic temperature of 1.5×10^6 K we get a brightness temperature of $\sim 7.7 \times 10^5$ K at 410 MHz (~ 70 cm - λ). The intrinsic brightness temperature of the PCTR is about 3.7×10^4 K. This means that the total brightness temperature is mostly dominated by the emission of the overlaying corona, and that the PCTR cannot be easily probed. Assuming a hydrostatic corona with an initial density of $n_0 \sim 4.54 \times 10^8$ cm $^{-3}$ (Allen 1947), the resulting brightness temperature, outside of the filament area is about 6.7×10^5 K; in this case, the radio filament should be, by contrast, observed in emission. With a twofold higher density at the base of the corona, a depression of about -6×10^5 K, compared to the quiet sun level, appears by contrast. Thus, a depression can not be distinguished, without a drop of the coronal density above the filament. The pressure equilibrium at the PCTR/corona border settles the electronic coronal density above the location of the filament, and may leads to depressions if surrounding coronal density is higher.

A drop in the electronic density must be fulfilled in order to probe the filament environment. A cavity is a natural way to do such a thing. Cavities are known to exist in the vicinity of filaments in white light during eclipses or in Xray observations (Saito & Tandberg-Hanssen 1973; Vaiana et al. 1973). The density in such structures is thought to be 2 to 4 times smaller than in the surrounding corona, as indicated by Engvold (1988). We now estimate the effect of such drops in the coronal density for the resulting brightness temperature as follows: we assume a spherically symmetric corona, with simple electronic density profiles derived from Allen (1947) and Saito et al. (1977) and a gaussian depression. Parameters were: the electronic temperature T_e of the corona, taken as 10^6 , 1.5×10^6 and 2×10^6 K, the depth of the density hole 0.5, or 0.75, and the frequency 236.6 and 410.5 MHz. Results are displayed on Fig. 9. They are in good agreement with measurements. A twofold drop in density, with a moderate electronic temperature, can explain the depression associated to the south part (SF) of the filament (F1 on Fig. 5), at both frequencies. The large dip related to the north part of the filament can also be explained with a twofold drop assuming a higher temperature.

In summary, a cavity seems to be the easiest way to explain the radio depression (F1 on Fig. 5) associated to the south part of the filament. As the radio depression is seen when filament propagates through the corona, we infer that this cavity is linked to the filament, and rather related to the magnetic structure that support the filament against gravity, for example a flux tube (see for example Aulanier & Démoulin 1998).

For the northern part, a drop in density is also necessary; it can be achieved via a cavity or a local perturbation of the coronal density compared to the surroundings. Radio depression may finally become more pronounced due to the eruptive behavior of the system. First, if we

assume that the cavity exist before the eruption, it should inflate as the filament come through the upper corona; the density inside the cavity should then decrease, allowing the depression to be detectable in radio range (for example dip F1). On the other hand, the overlaying corona can be evacuated above the site of the eruption, allowing radio waves to reach layers near from the PCTR and thus explaining the very low brightness temperatures within dips F2 and F3 at 410.5 MHz ($-(7-5) \times 10^5$ K compared to the quiet sun level), and associated with the large feature observed in the He II line.

3.2. Coronal manifestations of CME onsets

In this section will be discussed both the possible triggering and the coronal manifestations of the eruption.

From an observational point of view, the relationship between magnetic flux emergence and filament eruptions is well known (see for example Feynman & Martin 1995). Theoretical work has been done to explain such correlations (Chen & Shibata 2000), using 2D magnetic structures. Although it is difficult to put a peculiar event in a class of theoretical models, many signatures are observed. Contrary to a previous observation, where non thermal emissions marked the onset of the eruptive phase (Marqué et al. 2001), burst A points out the onset of the slow outgoing motion (phase P1 on Fig. 2). The locations of the bursts, on one side of the filament, and near the parasitic polarity suggest a reconnective process occurring between this polarity and the overlaying arcades. The energy release evolution is rather classical but at a low level, as seen with GOES. Flare loops observed with EIT are linking the vicinity of the parasitic polarity and area across the inversion line as expected. A faint non thermal polarized radio source, appears about one hour after the beginning of the eruption (see lower left image of Fig. 5) at 410.5 MHz, above the site of the flare loops. This non thermal emission appears roughly 15 mn later at 164 MHz. Considering a hydrostatic corona with a scale height $z_h \sim 0.07R_\odot$ and the critical densities ($n_{164} \sim 3.3 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ and $n_{410.5} \sim 2.08 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$), the ascending velocity of loops supporting the radio emission, should be about 100 km/s.

Since the launch of coronal imagers in soft X-rays and EUV domains, it has been possible to follow on the disk the onset of Coronal Mass Ejections associated or not with active regions. Hudson (1999) summarizes the different manifestations of CME onsets, essentially in the frame of YOHKOH/SXT, but these phenomena are also observed in the EUV domain. Taking into account the characteristic cooling time, dimmings are certainly the signatures of mass outflows, expelled during the eruption (Hudson et al. 1996); a recent spectroscopic observation of a dimming related to a CME was reported by Harrison & Lyons (2000), who concluded that the dimming was due to a density decrease in the corona. Some of these dimmings events are related to pre flare sigmoid structures, which are supposed to be progenitors for eruption in the frame

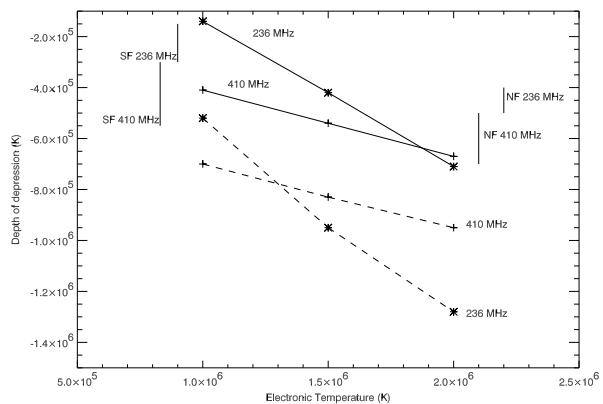


Fig. 9. Models of brightness temperature depression for a twofold (line) and a fourfold (dashed) drop in density, at two frequencies. The electronic temperature of the corona was ranging from 10^6 to 2×10^6 K. Observations for the South part (SF) and the north part (NF) of the filament are given as a range of temperatures (vertical line), depending of the quiet sun level

of space weather researches (Canfield et al. 2000). The event under study can be placed in this framework, as the pre event state is a 'dark' sigmoid structure; there are dimming signatures in EUV and radio, and finally a halo CME is visible on LASCO-C2 coronagraph. Although the energy release signatures are small here, the coronal disturbances have very broad sizes. In a synoptic study of 11 halo CMEs, Hudson et al. (1998) had already found that 7 were related to sigmoid structures, and associated to flares ranging from A1 to \sim M1 in the GOES classification. Such low energy release events are interesting especially in the radio range, as the thermal counterpart of the corona can be probed during the eruption in the absence of strong radio bursts. The dimming areas observed in this event are compatible with mass loss $\Delta m \geq 1.2 \times 10^{13} g$ (total of mass deduced from D1+D2+D3+D4 as indicated in Fig. 6), which is a very small fraction (\sim 1%) of typical CME mass (Howard et al. 1985; Vourlidas et al. 2000).

The combined observations of the EIT instrument together with radio data may help us to understand the eruptive motion of the dark sigmoid. In particular, the asymmetry between the north and the south part. It may be explained considering the global magnetic configuration. The north part lies in the vicinity of a strong magnetic flux coming from the nearby west active region. The delay between the departure time of dip F3 (Fig. 5) and the beginning of the event, which is about 40 mn, suggests that this magnetic flux holds up the expansion of the northern part of the filament. During the eruption, arcades are disturbed above the north site of the filament and the faint burst B that appears in their vicinity shows that F2 and F3 features interacted with the surrounding magnetic field. On the other hand, the south part can expand much more easily, as observed in radio.

Finally a possible scenario can be built up: a quiescent filament is embedded into a sheared magnetic structure (sigmoid), that is known to be potentially eruptive. A magnetic parasitic polarity appears near the north part of this structure, allowing reconnective processes in the vicinity of the filament, seen as burst A. As the filament begins its slow ascension, the overlying arcades are opening, and/or its surrounding magnetic structure inflates that leads to the radio depression. The south part expands freely into the outer corona, while the north one is hampered by the magnetic flux surrounding the small active region.

To conclude, this event illustrates the ability of radio investigations to study in details the basic processes occurring during filament eruptions and CME onsets. Many signatures, currently observed in the EUV or SXR range, are now available in the long decimetric and metric radio range at much higher altitudes. This kind of events, associated to faint energy releases are interesting because thermal radio observations are possible. The restructuring of the corona can be studied, indicated by dimming area around the site of the eruption, as well as the magnetic environment of the filament, probably its cavity. In addition, the faint non thermal emissions give access to the time of particle accelerations, due to reconnection of magnetic field lines in the course of the event. In the future, these kinds of events may help to stress theoretical analysis of eruptive phenomena in the corona.

Acknowledgements. The authors wish to thank K.-L. Klein and A. Kerdraon for useful discussions that lead to a significant improvement of the clarity of this paper. The LASCO data were provided by the Naval Research Laboratory (USA). LASCO was constructed by a consortium of the Naval Research Laboratory (USA), Max-Planck-Institut für Aeronomie (Germany), Laboratoire d'Astronomie Spatiale (France), and the University of Birmingham (UK). SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA. GOES data were provided by the Solar Data Analysis Center at NASA/GSFC. YOHKOH data used in this work were provided by the Yohkoh Data Archive Centre, at MSSL. The Nançay Radioheliograph is funded by the French Ministry of Education, the CNRS and the Région Centre.

References

- Allen, C. W. 1947, MNRAS, 107, 426
 Aulanier, G. & Démoulin, P. 1998, A&A, 329, 1125
 Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J., & al. 1995, Sol. Phys., 162, 357
 Canfield, R. C., Hudson, H. S., & Pevtsov, A. A. 2000, IEEE Transactions on Plasma Science, 28
 Chen, P. F. & Shibata, K. 2000, ApJ, 545, 524
 Chiuderi Drago, F. 1990, in IAU Colloq. 117: Dynamics of Quiescent Prominences, 70
 Delaboudinière, J. P., Artzner, G. E., Brunaud, J., & al. 1995, Sol. Phys., 162, 291
 Delouis, J. 1999, PhD thesis, Université Paris VII
 Engvold, O. 1988, in Solar and Stellar Coronal Structure and Dynamics, ed. E. Priest (Kluwer Academic Publishers), 151
 Feynman, J. & Martin, S. F. 1995, J. Geophys. Res., 100, 3355
 Harrison, R. A. & Lyons, M. 2000, A&A, 358, 1097
 Howard, R. A., Sheeley, N. R., Michels, D. J., & Koomen, M. J. 1985, J. Geophys. Res., 90, 8173
 Hudson, H. S. 1999, Sol. Phys., 190, 91
 Hudson, H. S., Acton, L. W., & Freeland, S. L. 1996, ApJ, 470, 629
 Hudson, H. S., Lemen, J. R., C., S., Sterling, A. C., & Webb, D. F. 1998, Geophys. Res. Lett., 25, 2481
 Kerdraon, A. & Delouis, J. 1997, in Coronal Physics from Radio and Space Observations, ed. G. Trottet, 483
 Marqué, C., Lantos, P., Klein, K., & Delouis, J. M. 2001, A&A, 374, 316
 Marqué, C., Lantos, P., Delouis, J., & Alissandrakis, C. E. 1999, in Proc. 8th SOHO Workshop, ESA SP-446, 483
 Pick, M. 1999, in Proceedings of the Nobeyama Symposium, held in Kiyosato, Japan, Oct. 27-30, 1998, Eds.: T. S. Bastian, N. Gopalswamy and K. Shibasaki, NRO Report No. 479., p.187-198, 187
 Rust, D. & Hildner, E. 1976, Sol. Phys., 48, 381
 Rust, D. M. & Kumar, A. 1996, ApJ Lett., 464, L199
 Saito, K., Poland, A. I., & Munro, R. H. 1977, Sol. Phys., 55, 121
 Saito, K. & Tandberg-Hanssen, E. 1973, Sol. Phys., 31, 105
 Sterling, A. C., Hudson, H. S., Thompson, B. J., & Zarro, D. M. 2000, ApJ, 532, 628
 Vaiana, G. S., Krieger, A. S., & Timothy, A. F. 1973, Sol. Phys., 32, 81
 Vourlidas, A., Subramanian, P., Dere, K., & Howard, R. 2000, ApJ, 534, 456
 Webb, D. F. & Hundhausen, A. J. 1987, Sol. Phys., 108, 383

5.5 Événement du 21 mars 1999

Cet événement présente plusieurs similitudes avec celui précédemment décrit. Il implique un filament quiescent de l'hémisphère Sud, à proximité d'une petite région active de référence AR 8494 du catalogue de la NOAA. Les signatures énergétiques sont extrêmement faibles en rayons X mous, où l'événement s'accompagne d'un LDE d'amplitude B5 (dans la gamme $[1-8] \text{ \AA}$). Aucune émission non thermique n'est détectée à proximité du filament, avant la phase d'accélération. Le point intéressant est la possibilité de suivre le comportement du filament éruptif sur le disque, comme pour l'événement du 28 février, et de voir la correspondance en temps et en échelle de la structure radio, et ici, de la cavité du CME. La couverture observationnelle se résume

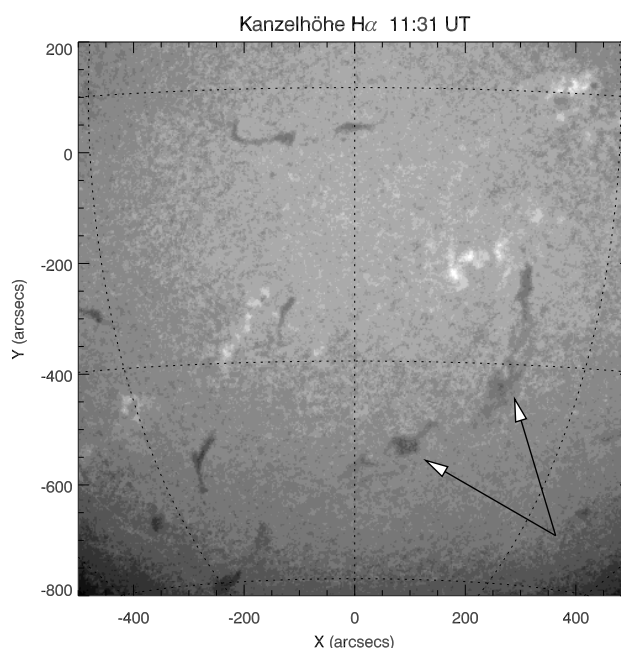


FIG. 5.9 – Observation $H\alpha$, de l'observatoire de Kanzelhöhe, le 21 mars 1999. Le filament subissant une disparition brusque est indiqué par les deux flèches. Le cliché est pris à 11 :31 TU, au début de l'événement éruptif.

essentiellement aux domaines radio, EUV et coronographiques. Le cliché $H\alpha$ présenté à la figure 5.9 présente le filament au début de l'éruption, lors de la phase d'ascension lente. Le filament éruptif est indiqué par les deux flèches à pointes blanches. L'observation dans la raie du Fer XII ($\lambda = 195 \text{ \AA}$) montre que le filament commence son ascension après 11 :00 UT, pour entrer dans un phase d'accélération après 13 :30 UT. Le filament en lui-même reste très peu visible tout au long de l'événement, et présente peu de structures en absorption à cette longueur d'onde. Le suivi des observations, notamment sous forme de films, montre que la structure qui disparaît reste ancrée par ses deux extrémités au niveau de la couronne. En témoigne l'apparition progressive d'embranchements et de dépressions EUV, traçant l'emplacement des pieds des lignes de champ (voir figure 5.10). On peut donc envisager la structure éruptive comme un tube magnétique subissant une expansion.

Les observations radio, notamment décimétriques, montrent l'évolution de cette structure lors de son transit sur le disque. Au début de la journée, le filament éruptif possède une contrepartie

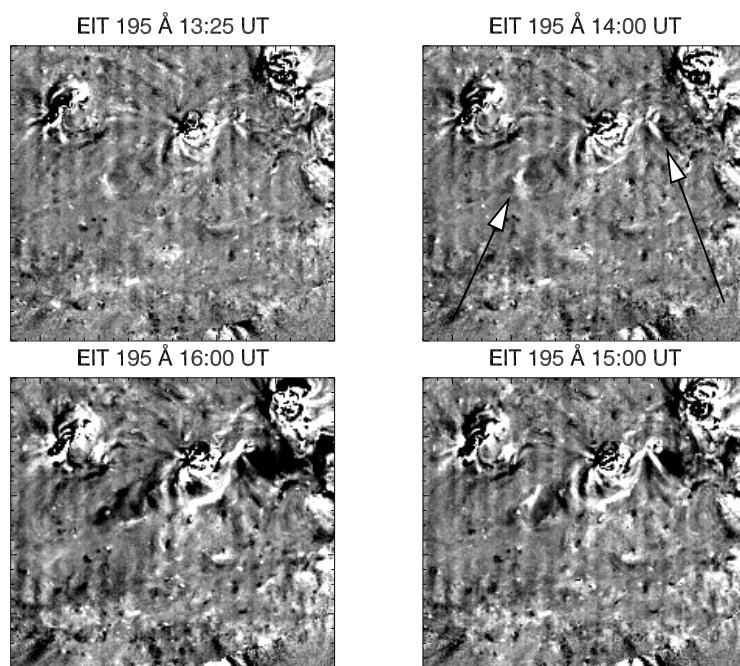


FIG. 5.10 – Observation du site éruptif par EIT à 195 Å. Pour chaque heure présentée ici, une image à 11 :00 TU a été soustraite, en tenant compte de la rotation solaire. Sur l’image de 14 :00 TU, les flèches pointent les pieds du tube de flux en expansion. Des diminutions de brillance apparaissent autour de ces points, comme cela est observé habituellement.

radio de faible contraste, qui s’explique peut-être par la forme du lobe instrumental à cet instant. Dès 13 :00 TU, la visibilité de la dépression radio s’accroît, et le contraste vis-à-vis du Soleil calme augmente.

Comme le montre la figure 5.11, une éjection de masse coronale est associée à la disparition brusque en elle-même. Le point particulier ici est la présence d’une cavité extrêmement bien définie sur les premières images du coronographe. Nous avons étudié l’évolution temporelle de cette cavité en suivant, à position angulaire constante, l’emplacement en fonction du temps du front et de la partie arrière de la cavité. Les résultats sont présentés sur la figure 5.12, qui reporte, pour la même position angulaire, les positions du bord intérieur et extérieur de la dépression radio. Les points provenant du coronographe ont été ajustés par une simple droite, marquée en pointillé. Pour les données radio, un ajustement quadratique a été utilisé. La partie extrapolée de la courbe radio provient de cet ajustement. On remarque ici le très bon accord entre les ajustements coronographiques et radio. Cela sous-entend une continuité physique possible entre la dépression radio que nous avons associée à la cavité du filament, et la cavité du CME telle qu’elle est observée sur LASCO-C2.

5.6 Conclusion

Les trois événements que nous venons de présenter illustrent la capacité du diagnostic radio métrique et décimétrique à étudier les événements éruptifs sous des aspects tout à fait nouveaux dans cette gamme de longueur d’onde. La sélection d’événements à faibles signatures énergé-

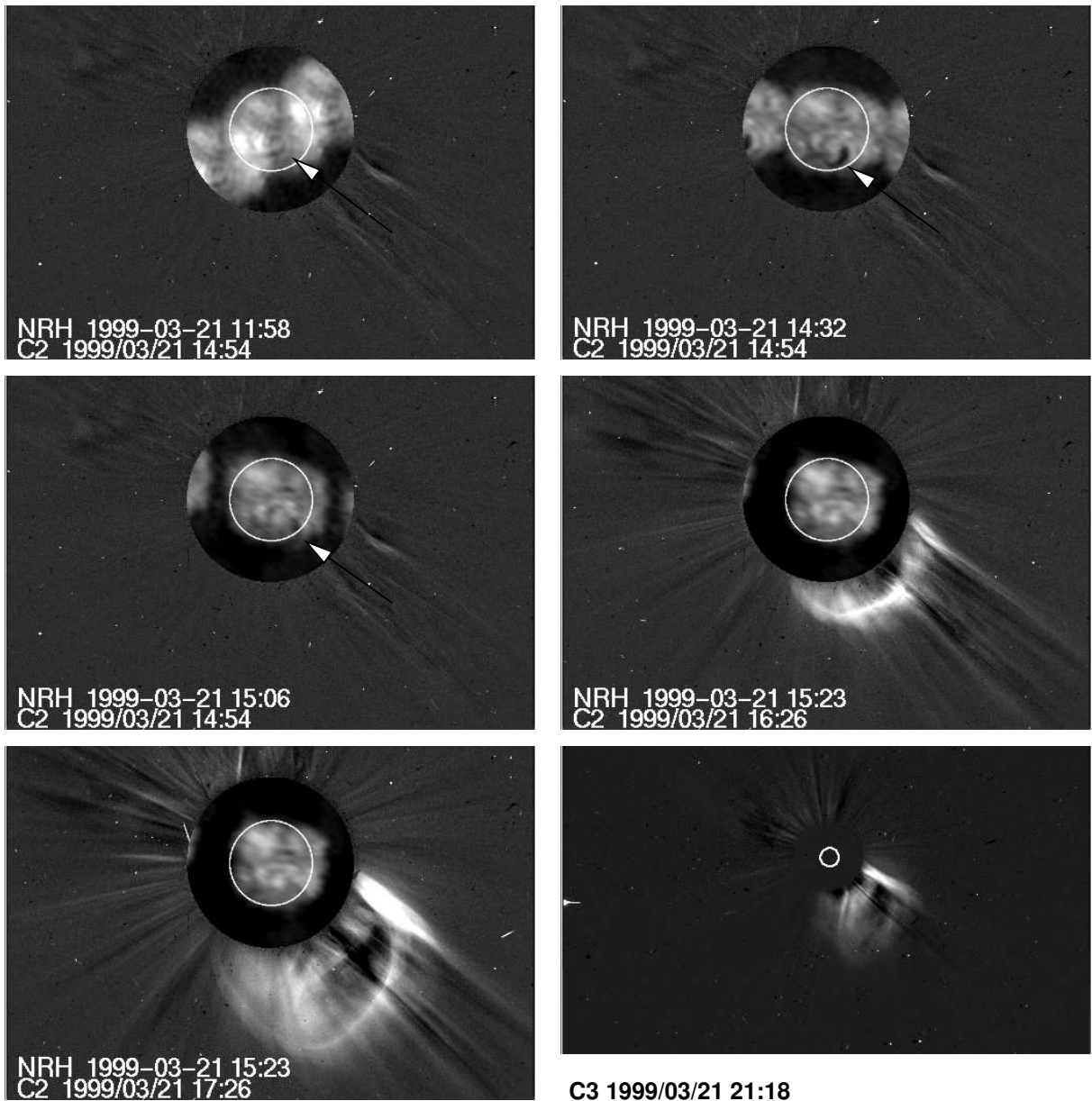


FIG. 5.11 – Événement radio à 410.5 MHz, comparé aux observations coronagraphiques de LASCO-C2. La contrepartie radio du filament éruptif est indiquée par les flèches. Les images radio en dehors du cercle banc sont liées au phénomène de recouvrement décrit au premier chapitre. La dernière image en bas à droite illustre le développement du CME sur le champ du coronographe C3.

tiques, en X ou en radio, permet d'étudier l'aspect thermique de la restructuration coronale au cours de l'événement. Comme nous l'avons vu, de faibles émissions non thermiques peuvent être présentes ; elles témoignent des processus d'accélération de particules, probablement initiés par la reconnexion des lignes de champ magnétique autour du filament (au début du premier et du deuxième événement), ou par la restructuration du même champ après l'événement (apparition d'un orage de bruit).

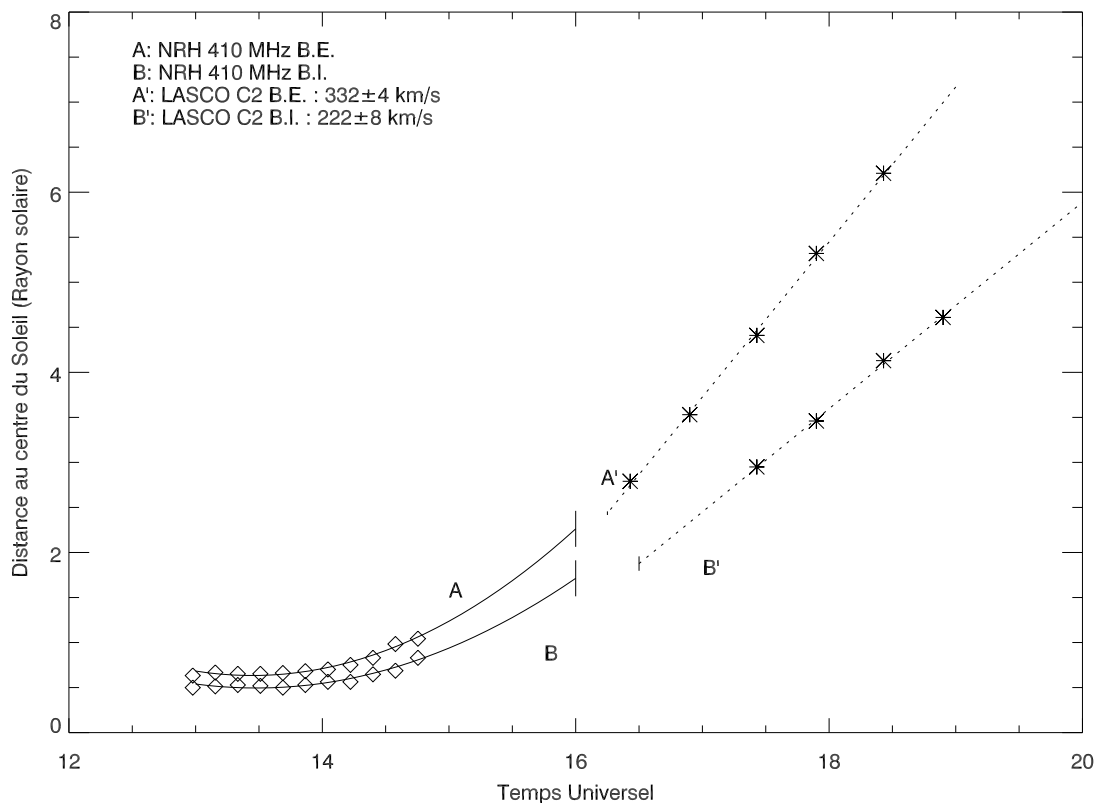


FIG. 5.12 – Évolution temporelle de la position du bord extérieur (BE) et intérieur (BI) de la cavité du CME, et de la dépression radio.

Les points nouveaux sont les suivants :

- ▷ On observe des dépressions radio transitoires associées à des pertes de masse, et similaires à ce qu'on peut observer de manière courante en X et en UV. Les masses déduites sont relativement faibles, entre 1 et 10% de la masse typique d'un CME.
- ▷ L'observation au cours de l'événement d'une dépression radio associée au filament permet, pour la première fois en radio décimétrique et métrique, de suivre son comportement dynamique.

Quels sont les enseignements de ces trois événements étudiés ?

Tout d'abord, ces observations renforcent l'idée que la dépression est associée à la cavité du filament/CME :

- Sur le disque, la profondeur de la dépression radio n'est explicable que par un déficit de densité réparti autour du filament, ce qui est la définition d'une cavité (événement du 28 février).
- Les dimensions transversales de la dépression radio et de la cavité du CME présentent une continuité spatiale et temporelle très nette pour le cas du 21 mars, et probable, compte tenu des barres d'erreurs, pour le cas du 28 février. Ces événements précisent à mes yeux la notion de cavité telle que l'on peut la rencontrer dans le domaine radio. Les dépressions associées aux filaments quiescents sont reliées, comme nous l'avons vu

au chapitre 4, à la cavité du filament telle qu'elle est définie classiquement, à savoir une structure délimitée par des arcades 'potentielles', et d'extension beaucoup plus large que le filament. Le fait que l'on voit, dans ces événements éruptifs, la dépression suivre le filament EIT montre que la cavité radio est intimement liée à ce dernier. Parmi les concepts développés dans le cadre de modèles de filaments, le tube de flux est certainement ce qui se rapproche le plus de ces observations. Observationnellement, on constate que la dépression apparaît progressivement au début de l'événement (28 février 2001), ou que son contraste augmente fortement (21 mars 1999). Sur un si petit nombre de cas, il n'est pas possible d'en déduire si le tube de flux apparaît au cours de la montée, par exemple par la reconnexion de structures magnétiques pré existantes, ou s'il s'agit de l'instabilité d'un tube de flux initialement présent qui confinait le matériau du filament. L'ouverture progressive des lignes de champ, diminuant la contribution coronale surplombant le filament, ou la dilatation même de la cavité au cours de sa montée, sont autant de facteurs qui pourraient expliquer l'observation de la dépression.

Les événements du 2 septembre 1999 et du 28 février 2001 donnent quelques indications sur le facteur déclenchant les éruptions de filaments observées.

L'évolution pré-éruptive du filament est liée à l'émergence de flux magnétique dans son voisinage, sur une échelle relativement longue (2 septembre 1999, développement d'une des régions actives), ou sur quelques heures (28 février 2001, point brillant). Il est tentant de considérer les faibles émissions non thermiques impulsives comme autant de traceurs d'événements de reconnexion dans la couronne, qui permettent à la structure sous-jacente de s'ouvrir. Ces processus n'ont pas lieu au niveau du filament, mais à proximité des flux émergeant. Cela montre que l'émergence de flux magnétique dans une petite région de la basse atmosphère peut avoir des répercussions sur une structure magnétique bien plus grande. En cela, ces événements corroborent l'étude de Feynman et Martin (1995), qui lie les éruptions de filament à l'émergence de flux magnétique. La faiblesse des signatures non thermiques n'excluent pas qu'elles tracent un processus clef dans la déstabilisation du tube de flux, d'autant plus que les filaments se trouvent, dans la phase pré-éruptive, dans une configuration magnétique particulière (hautement multipolaire pour le 2 septembre, et sigmoïdale pour le 28 février).

L'étude menée sur trois cas ne permet pas d'établir une règle générale, mais elle ouvre cependant la perspective d'un diagnostic complémentaire, basé sur l'observation d'événements à faible bilan énergétique, mêlant émissions cohérentes, et émissions thermiques.

Conclusion

La rénovation du Radiohéliographe de Nançay, en 1996, a permis dans le cadre des observations sol-espace, avec les missions solaires SOHO et YOHKOH, de suivre en imagerie l'activité sporadique de la couronne sur une large gamme de fréquences, et donc d'altitudes.

Pour exploiter les atouts de cet instrument rénové, il fallait développer, pour l'étude du Soleil calme, une méthode d'imagerie adaptée à l'observation de structures à faible contraste. C'est dans ce but que j'ai mis au point, au cours de ma thèse, une méthode de synthèse d'ouverture utilisant pour la première fois les nouveaux harmoniques croisés ainsi que les antennes d'extension. Aux fréquences les plus élevées, les nouvelles cartes obtenues restituent les structures du Soleil calme avec une qualité qui les rend directement comparables, abstraction faite de la résolution, aux images d'un télescope tel que EIT.

Dans ce nouveau contexte, l'accent a été mis sur des structures tout à fait nouvelles aux fréquences du radiohéliographe, liées aux filaments solaires. Après une première observation antérieure à ma thèse, une étude plus poussée a été entreprise, dont les conclusions sont les suivantes.

- ▷ Les filaments solaires observés en $H\alpha$ ont comme contrepartie radio, une dépression de brillance par rapport au Soleil calme.
- ▷ L'existence de cette dépression est liée à l'environnement magnétique du filament. Les filaments de régions actives ou à proximité de plages ne sont pas détectés aux longueurs d'ondes décimétriques, du fait de la surdensité électronique des arcades les surplombant.
- ▷ De nombreux indices concordent pour attribuer l'origine de la dépression de brillance à un manque de matière coronale au dessus du filament, plutôt qu'à la région de transition filament/couronne : les effets de projection liés à l'altitude de la dépression, les effets de convolution pour certains filaments, l'existence de dépressions continues pour des filaments morcelés, le lien avec les lignes neutres photosphériques et les couloirs de filaments observés par EIT.
- ▷ Des calculs simplifiés montrent que le déficit de densité dans les cavités, déduit d'observations en lumière blanche, donne des températures de brillance du même ordre de grandeur que celles que nous mesurons.

Apports et questions ouvertes

Le principal intérêt de ces observations radio est la localisation de la cavité coronale sur le disque, et sur une gamme d'altitudes plus grande que ne le font les télescopes EUV par l'observation des couloirs de filament. Le positionnement de la cavité vis-à-vis du filament peut permettre, avec un pointage amélioré, de reconstruire en altitude l'environnement coronal du filament. Il reste également à comprendre ce qu'impliquent des dépressions continues sur des filaments morcelés, et l'existence de minima de brillance, autour de ces filaments ; sont-ils liés à un effet d'altitude, ou à des propriétés locales particulières de la cavité (par exemple une densité plus faible à proximité du filament) ?

Des observations multifréquences, et notamment à plus courtes longueurs d'onde, seraient souhaitables pour sonder la cavité sur toute sa hauteur. Gageons que le développement de nouveaux radiohéliographes à large couverture spectrale, comme le projet international FASR, pourront aller dans ce sens. Dans le domaine spatial, les projets STEREO permettront de poursuivre ce que nous avons engagé dans cette thèse. La promesse de reconstructions stéréoscopiques de structures magnétiques, comme celles entourant les filaments, est évidemment intéressante pour interpréter les observations radio, concernant notamment l'emplacement et la morphologie des cavités coronales. Dans l'immédiat, les méthodes d'extrapolation du champ magnétique dans la couronne apparaissent les plus aptes à répondre à cette attente, d'autant plus qu'elles couvrent désormais, grâce aux progrès des simulations numériques, aussi bien les aspects quiescents qu'éruptifs.

Cas éruptifs

Nous avons présenté plusieurs cas d'éruptions de filaments dont nous allons rappeler les enseignements.

- ▷ Le point commun à tous ces événements est la faiblesse des signatures énergétiques, tant d'un point de vue UV, que radio, qui permet l'étude du plasma thermique et, à travers lui, de la configuration magnétique.
- ▷ Les signatures sur le disque d'événements éruptifs comme les dépressions de brillance (trous coronaux transitoires, par exemple), observées sur SKYLAB, YOHKOH ou SOHO/EIT sont désormais accessibles dans le domaine radio décimétrique long. Les diagnostics qualitatifs du rayonnement radio montrent que les pertes de masse au cours de tels événements sont une fraction minime de la masse d'un CME ; elles restent cependant comparables aux estimations dans le domaine ultraviolet.
- ▷ L'observation de la dépression de brillance associée au filament permet, pour la première fois, de suivre directement son comportement dynamique, et de faire le lien entre l'événement éruptif dans la basse couronne, et l'extension angulaire des éjections de masse associées (cas du 21 mars 1999 et 28 février 2001).
- ▷ La présence de faibles émissions non thermiques autorise dans le même temps, de suivre les différentes étapes liées à la restructuration du champ magnétique coronal dans la phase éruptive ou post éruptive. Cela illustre le caractère non idéal (au sens magnétohydrodynamique) de ce genre de processus éruptifs.

La découverte d'événements 'thermiques', que l'on doit au mode d'imagerie 2-D du radiohéliographe, se révèle prometteuse en terme d'enseignements et d'observations. D'autres cas d'éruptions de filaments, liés ou non à des CMEs sont d'ores et déjà à l'étude ; ils concernent des événements extrêmement lents ($< 100 \text{ km.s}^{-1}$), ou pour lesquels le suivi de l'éjection est possible à relativement haute altitude. Les trois événements que nous avons présentés impliquent, d'une manière ou d'une autre, des structures progressant au delà du limbe. Les futures missions STEREO, avec notamment les télescopes EUV, et des coronographes de basse altitude ($1.1 R_{\odot}$) devraient permettre là aussi, une comparaison directe des structures radio et optiques, lors du passage sur le limbe du filament et des structures radio qui l'accompagnent.

Participation à des réunions scientifiques et publications

1. Ateliers scientifiques

- ▷ **Atelier thématique “Reconnexion”**, Garchy (CNRS) 2–4 février 1999.
- ▷ **Atelier thématique “Plasmas thermiques”**, Observatoire de Haute-Provence, 19–21 octobre 1999, (Présentation orale).
- ▷ **Colloque du PNST**, Nouan le Fuzelier, 1–3 février 2000, (Poster).
- ▷ **MEDOC Prominence Workshop**, Orsay, 23–26 octobre 2000, (Présentation orale).
- ▷ **Colloque du PNST**, Orsay, 3–5 avril 2001, (Présentation orale).

2. Autres réunions

- ▷ **Logiciel SolarSoft** : Traitement des données SOHO/YOHNKOH, MEDOC-IAS (Orsay) 8–10 février 1999.
- ▷ **École d’été** : PPARC Advanced Summer School in Solar Physics : Data Analysis and Theory, MSSL, (Royaume Uni), 3–8 septembre 2000.

3. Congrès Internationaux

- ▷ **ESA Workshop on Space Weather**, ESTEC, 11-13 November 1998.
P. Lantos, G. Chagnon, R. Chopinet, N. Fuller, J. Gapihan, Y. Landrot, Ch. Marqué. *Activities of the Meudon Regional Space Weather Center*, in Proc. of the ESA Workshop on Space Weather, Nov 1998.
- ▷ **8th SOHO WORKSHOP**, Paris, 22-25 juin 1999.
Ch. Marqué, P. Lantos, J.M. Delouis, C.E. Alissandrakis. *Metric and Decimetric observation of the quiet solar corona.*, in Proc. 8th SOHO Workshop, ESA SP-446, p. 483.
- ▷ **Problèmes émergents en physique de l’espace**, Meudon, 10-14 janvier 2000.
Ch. Marqué, P. Lantos, J.M. Delouis, C.E. Alissandrakis. *Radio observations of filaments at metric and decimetric wavelengths.*, *Astrophysics and Space Science*, 277, 329, 2001
- ▷ **Congrès EGS (European Geophysical Society)**, Nice, 24-29 avril 2000.
Présentation orale : *Quiescent and eruptive filaments at metric and decimetric wavelengths.*
- ▷ **Congrès COSPAR (Committee on Space Research)**, Varsovie, 16-23 Juillet 2000.
Présentation orale : *Quiescent and eruptive filaments at metric and decimetric wavelengths.*

- ▷ **CESRA Workshop on Energy Conversion and Particle Acceleration in the Solar Corona**, du 2 au 6 juillet 2001 (Poster).

4. Publication dans des revues internationales à comité de lecture

- ▷ Ch. Marqué, P. Lantos, K-L. Klein, J.M. Delouis. *Coronal restructuring and electron acceleration following a filament eruption*, *Astronomy & Astrophysics*, 374, 316, 2001
- ▷ Ch. Marqué, P. Lantos, J.P. Delaboudinière. *Multi wavelength investigation of the eruption of a sigmoidal quiescent filament*, soumis à *Astronomy & Astrophysics*

Bibliographie

- Alissandrakis, C. (1983). Two-dimensional Maps of the Sun with the Nançay Radioheliograph at 169 MHz. Technical report, Meudon Observatory.
- Alissandrakis, C. E. (1994). Radio observations of the quiet solar corona. 14 :81.
- Alissandrakis, C. E. et Lantos, P. (1996). Synoptic Study of Coronal Structures Observed at Meter Wavelengths during the Declining Phase of the Solar Cycle. 165 :61.
- Alissandrakis, C. E., Lantos, P., et Nicolaidis, E. (1985). Coronal structures observed at metric wavelengths with the Nançay radioheliograph. 97 :267.
- Allen, C. W. (1947). Solar Radio-Noise of 200 Mc./s. and its relation to Solar Observations. 107 :386+.
- Antiochos, S., Devore, C., et Klimchuk, J. (1999). 510 :485.
- Antiochos, S. K., Dahlburg, R. B., et Klimchuk, J. A. (1994). The Magnetic Field of Solar Prominences. 420 :L41.
- Anzer, U. (1989). Structure and equilibrium of prominences. In *ASSL Vol. 150 : Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences*, page 143.
- Appleton, E. V. (1945). Departure of Long-Wave Solar Radiation from Black-Body Intensity. 156 :535.
- Aulanier, G. et Démoulin, P. (1998). 3-D magnetic configurations supporting prominences. 329 :1125.
- Aulanier, G., Srivastava, N., et Martin, S. F. (2000). Model Prediction for an observed filament. 543 :447.
- Axisa, F., Avignon, Y., Martres, M. J., Pick, M., et Simon, P. (1971). Solar Coronal Streamers Observed at 169 MHz with the Nançay East-West Radioheliograph. 19 :110.
- Bastian, T. S., Ewell, M. W., et Zirin, H. (1993). A study of solar prominences near $\lambda=1$ millimeter. 418 :510.
- Bastian, T. S., Gary, D. E., et White, S. M. (1999). Report to the Astronomy and Astrophysics Survey Committee. Technical report, NRAO.
- Bommier, V. et Leroy, J. L. (1998). Global Pattern of the Magnetic Field Vectors Above Neutral Lines from 1974 to 1982 : Pic-du-Midi Observations of Prominences. In *ASP Conf. Ser. 150 : IAU Colloq. 167 : New Perspectives on Solar Prominences*, page 434.

-
- Bracewell, R. N. et Graf, W. (1981). Solar Quiescent Prominences at 10.7 GHz. 290 :758.
- Bracewell, R. N. et Preston, G. W. (1956). Radio Reflection and Refraction Phenomena in the High Solar Corona. 123 :14.
- Buttighoffer, A. (1998). Solar electron beams associated with radio type III bursts : propagation channels observed by Ulysses between 1 and 4 AU. 335 :295–302.
- Butz, M., Fürst, E., Hirth, W., et Kundu, M. R. (1975). On the Structure of filaments from Centimeter and Millimeter observations. 45 :125.
- Canfield, R. C., Hudson, H. S., et Pevtsov, A. A. (2000). Sigmoids as precursors of solar eruptions. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 28 :1786.
- Chambe, G. et Lantos, P. (1971). Influence of Helium and Heavy Elements on the Radio Absorption Coefficient. 17 :97.
- Chen, P. F. et Shibata, K. (2000). An Emerging Flux Trigger Mechanism for Coronal Mass Ejections. 545 :524.
- Chiuderi, C. et Chiuderi Drago, F. (1991). Energy Balance in the Prominence-Corona Transition Region. 132 :81.
- Chiuderi Drago, F. (1990). In *IAU Colloq. 117 : Dynamics of Quiescent Prominences*, page 70.
- Chiuderi Drago, F., Alissandrakis, C. E., Bastian, T. and Bocchialini, K., et Harrison, R. A. (2001). 199 :115.
- Chiuderi Drago, F. et Felli, M. (1970). Radio Maps of the Sun at $\lambda=1.95$ cm. 14 :171.
- Chiuderi Drago, F., Fürst, E., Hirth, W., et Lantos, P. (1975). Limb Brightening and dark Features Observed at 6 cm Wavelengths. 39 :429.
- Chiuderi Drago, F., Landi, E., Fludra, A., et Kerdraon, A. (1999). EUV and radio observations of an equatorial coronal hole. 348 :261.
- Christiansen, W. N. (1989). History and Propaganda in Astronomy. *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 8 :96.
- Coulais, A. (1997). *Cartographie de la couronne solaire en ondes radioélectriques*. Thèse de l'Université de Paris VII.
- David, C., Gabriel, A. H., Bely-Dubau, F., et et al. (1998). Measurement of the electron temperature gradient in a solar coronal hole. 336 :L90.
- d'Azambuja, M. et d'Azambuja, L. (1948). In *Ann. Obs. Paris-Meudon*, volume VII,6.
- Delannée, C. (2000). Another View of the EIT Wave Phenomenon. 545 :512.
- Delouis, J. M. (1999). *Interférométrie radio appliquée à la mesure des structures transitoires de la couronne solaire*. Thèse de l'Université de Paris VII.
- Démoulin, P. (1998). Magnetic Fields in Filaments (Review). In *ASP Conf. Ser. 150 : IAU Colloq. 167 : New Perspectives on Solar Prominences*, page 78.

-
- Dere, K. P., Brueckner, G. E., Howard, R. A., et al. (1997). EIT and LASCO Observations of the Initiation of a Coronal Mass Ejection. 175 :601.
- Dere, K. P., Brueckner, G. E., Howard, R. A., Michels, D. J., et Delaboudinière, J. P. (1999). LASCO and EIT Observations of Helical Structure in Coronal Mass Ejections. 516 :465.
- Dulk, G. A. (1985). Radio Emission from the Sun and Stars. 23 :169.
- Dulk, G. A. et Gary, D. E. (1983). The Sun at 1.4 GHz :Intensity and polarization. 124 :103.
- Dulk, G. A. et Sheridan, K. V. (1974). The Structure of the Middle Corona from Observations at 80 and 160 MHz. 36 :191.
- Dulk, G. A., Sheridan, K. V., Smerd, S. F., et Withbroe, G. L. (1977). Radio and EUV Observations of a Coronal Hole. 52 :349.
- Elgarøy, O. (1977). *"Solar noise storms"*. Oxford ; New York : Pergamon Press, 1977. 1st ed.
- Engvold, O. (1988). In Priest, E., editor, *Solar and Stellar Coronal Structure and Dynamics*, page 151. Kluwer Academic Publishers.
- Engvold, O. (1989). Prominence Environment. In Priest, E., editor, *Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences*, page 47. Kluwer Academic Publishers.
- Erickson, W. C., Mahoney, M. J., et K., E. (1982). The Clark Lake Teepee-Tee Telescope. 50 :403.
- Feynman, J. et Martin, S. F. (1995). The initiation of coronal mass ejections by newly emerging magnetic flux. 100 :3355–3367.
- Foukal, P. (1971). Morphological Relationships in the Chromospheric H α ; Fine Structure. 19 :59.
- Gaizauskas, V. (1998). Filament Channels : Essential Ingredients for Filament Formation. In Webb, D., Rust, D., et Schmieder, B., editors, *New Perspective on Solar Prominences*, volume 150 of *ASP Conference Series*, page 257.
- Gary, D. E. (1986). The microwave structure of quiescent solar filaments at high resolution. In Poland, editor, *Coronal and Prominence Plasmas*, number 2442 in Nasa Conference Publication, page 121.
- Gosling, J. T., Hildner, E., MacQueen, R. M., Munro, R. H., Poland, A. I., et Ross, C. L. (1974). Mass ejections from the sun - A view from SKYLAB. 79 :4581–4587.
- Högbom, J. A. (1974). Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. page 417.
- Hanaoka, Y., Kurokawa, H., Enome, S., et al. (1994). Simultaneous observations of a prominence eruption followed by a coronal arcade formation in radio, soft X-rays, and H(alpha). 46 :205–216.
- Harra, L. K. et Sterling, A. C. (2001). Material Outflows from Coronal Intensity Dimming Regions during Coronal Mass Ejection Onset. 561 :L215–L218.

-
- Harrison, R. A. et Lyons, M. (2000). 358 :1097–1108.
- Harvey, K. L. et Gaizauskas, V. (1998). Filament channels : Contrasting their Structure in H α and He I 1083 nm. In Webb, D., Rust, D., et Schmieder, B., editors, *New Perspectives on Solar Prominences*, volume 150 of *ASP Conference Series*, page 269.
- Hey, J. (1946). 157 :47.
- Hey, J. S., Parsons, S. J., et Phillips, J. W. (1948). Some Characteristics of Solar Radio Emissions. 108 :354–371.
- Hiei, E., Ishiguro, M., Kosugi, T., et K., S. (1986). In *Coronal and Prominence Plasma, in NASA Conference Publication 2442*, page 109.
- Hori, K. (2000). Origin of Helical Coronal Disturbances from the Sun. 543 :1011.
- Howard, R. A., Michels, D. J., Sheeley, N. R., et Koomen, M. J. (1982). The observation of a coronal transient directed at earth. 263 :L101.
- Howard, R. A., Sheeley, N. R., Michels, D. J., et Koomen, M. J. (1985). Coronal mass ejections - 1979-1981. 90 :8173–8191.
- Hudson, H. et Schwenn, R. (2000). Hot Cores in Coronal Filament Cavities. *Advances in Space Research*, 25 :1859–1861.
- Hudson, H. S., Acton, L. W., Harvey, K. L., et McKenzie, D. E. (1999). A Stable Filament Cavity with a Hot Core. 513 :L83.
- Hudson, H. S. et Cliver, E. W. (2001). Observing CMEs without Coronagraphs. Sous presse.
- Hudson, H. S., Lemen, J. R., C., S. , Sterling, A. C., et Webb, D. F. (1998). 25(14) :2481.
- Hundhausen, A. J. (1987). In Pizzo, V. J., Holzer, T., et Sime, D. G., editors, *Proceedings of the Sixth International Solar Wind Conference*, volume 406 of *NCAR Technical notes*, page 181.
- Hundhausen, A. J. (1998). Coronal mass ejections. In Strong, K., Saba, J., Haisch, B., et J.T., S., editors, *The Many faces if the Sun*, page 143. Springer.
- Hundhausen, A. J., Stanger, A. L., et Serbicki, S. A. (1994). Mass and energy contents of coronal mass ejections : Smm results from 1980 and 1984-1988. In *Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences*, SP-373, page 409. ESA.
- Kerdran, A. et Delouis, J. M. (1997). The Nançay Radioheliograph. In Trottet, G., editor, *Coronal Physics from Radio and Space Observations*, page 192.
- Kerdran, A. et Mercier, C. (1983). Brightness temperature of solar radio noise storm continua. 127 :132.
- Kerdran, A., Pick, M., Trottet, G., Sawyer, C., Illing, R., Wagner, W., et House, L. (1983). 265 :L19.
- Khangil'Din, U. V. (1964). Characteristics of Solar Active Regions Obtained from Observations on Millimeter Wavelengths. *Soviet Astronomy*, 8 :234.
- Kiepenheuer, K. O. (1953). *The Sun*, chapter Solar Activity. University of Chicago Press.

- Kippenhahn, R. et Schlüter, A. (1951). Eine Theorie der solaren Filamente. Mit 7 Textabbildungen. *ZAp*, 43 :36.
- Kundu, M. R., Fürst, E., Hirth, W., et Butz, M. (1978). Multi Observations of Solar Filaments at Centimer Wavelengths. 62 :431.
- Kundu, M. R. et Lantos, P. (1977). 3.5 MM depression features associated with H-alpha 'disparitions brusques'. 52 :393.
- Kundu, M. R., Melozzi, M., et Shevgaonkar, R. K. (1986). A study of solar filaments from high resolution microwave observations. 167 :166.
- Kuperus, M. et A., R. M. (1974). The Support of Prominences Formed in Neutral Sheets. 31 :189.
- Labrum, N. R. (1985). *Solar Radiophysics*, chapter 7. Cambridge University Press.
- Lang, K. R. et Willson, R. F. (1989). Radio emission from quiescent solar filaments at 91.6 centimeter wavelength. 344 :L73.
- Lantos, P. (1980). Quiet Sun at Metric and Decametric Wavelengths. In Kundu, M. et Gergely, T., editors, *Radio Physics of the Sun*, IAU Symposium 86, page 41.
- Lantos, P. (1997). *Le Soleil en face*. Masson edition.
- Lantos, P. (1999). Low Frequency Observations of the Quiet Sun : a Review. In *Proceedings of the Nobeyama Symposium, held in Kiyosato, Japan, Oct. 27-30, 1998, Eds. : T. S. Bastian, N. Gopalswamy and K. Shibasaki, NRO Report No. 479., p.11-24*, pages 11–24.
- Lantos, P. et Alissandrakis, C. E. (1999). Analysis of coronal emissions observed at meter wavelengths. 351 :373.
- Lantos, P., Alissandrakis, C. E., Gergely, T., et Kundu, M. R. (1987). Quiet Sun and Slowly Varying Component at Meter and Decameter Wavelengths. 112 :325.
- Lantos, P., Alissandrakis, C. E., et Rigaud, D. (1992). Quiet Sun Emission and Local sources at Meter and decimeter Wavelengths and their Relationship with the Coronal Neutral Sheet. 137 :225.
- Lantos, P., Kerdraon, A., Rapley, G. G., et Bentley, R. D. (1981). Relationship between a soft X-ray long duration event and an intense metric noise storm. 101 :38.
- Lantos, P. et Raoult, A. (1980). Prominences at centimetric and millimetric wavelengths. II - Radio diagnostic of the prominences. 66 :275.
- Leroy, J. L. (1989). Observation of prominence magnetic fields. In *ASSL Vol. 150 : Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences*, page 77.
- Leroy, J. L., Bommier, V., et Sahal-Bréchet, S. (1983). The Magnetic Field in the prominences of th Polar Crown. 83 :135.
- Léna, P. (1986). *Méthodes physiques de l'observation*. Éditions du CNRS.
- Machin, K. E. (1951). 167 :889.

- Maia, D., Vourlidas, A., Pick, M., Howard, R., Schwenn, R., et Magalhães, A. (1999). 104(A6) :12507.
- Manoharan, P. K., van Driel-Gesztelyi, L., Pick, M., et Démoulin, P. (1996). 468 :L73.
- Marqué, C., Lantos, P., Delouis, J., et Alissandrakis, C. E. (1999). Metric and Decimetric Observations of the Quiet Solar Corona. In *Proc. 8th SOHO Workshop, ESA SP-446*, page 483.
- Martin, S. F. (1998). Conditions for the Formation and Maintenance of Filaments. 182 :107.
- Martres, M. J. (1998). Lucien d'Azambuja. In *ASP Conf. Ser. 150 : IAU Colloq. 167 : New Perspectives on Solar Prominences*, page 3.
- Martres, M. J., Michard, R., et Soru-Iscovi (1966). Étude morphologique de la structure magnétique des régions actives en relation avec les phénomènes chromosphériques et les éruptions solaires. II. Localisation des plages brillantes, filaments et éruptions. *Annales d'Astrophysique*, 29 :249.
- Marubashi, K. (1997). Interplanetary Flux Ropes and Solar Filaments. In Crooker, N., Joselyn, J. A., et Feynman, J., editors, *Coronal Mass Ejection*, volume 99 of *Geophysical Monograph Series*, page 147.
- McQueen, R. M. et Fisher, R. R. (1983). The kinematics of solar inner coronal transients. 89 :89.
- Melrose, D. B. (1985). *Solar Radio Physics*, chapter 8, page 177. Cambridge University Press.
- Michelson, A. A. et Pease, F. G. (1921). Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer. 53 :249–259.
- Munro, R. H., Gosling, J. T., Hildner, E., MacQueen, R. M., Poland, A. I., et Ross, C. L. (1979). The association of coronal mass ejection transients with other forms of solar activity. 61 :201–215.
- O'Brien, P. A. (1953). The distribution of radiation across the solar disk at metre wave-length. 113 :597.
- Pawsey, J. L. (1946). 158 :633.
- Pick, M. (1999). Radio and Coronagraph Observations : Shocks, Coronal Mass Ejections and Particle Acceleration. In *Proceedings of the Nobeyama Symposium, held in Kiyosato, Japan, Oct. 27-30, 1998, Eds. : T. S. Bastian, N. Gopalswamy and K. Shibasaki, NRO Report No. 479., p.187-198*, page 187.
- Pramesh Rao, A. et Kundu, M. R. (1977). A study of filament transition sheath from radio observations. 55 :161.
- Priest, E. R. (1982). Reidel Publishing Company.
- Priest, E. R. (1994). Magnetohydrodynamics. In Benz, A. . et J.-L., C. T., editors, *Plasma Astrophysics*, page 1.
- Radioheliograph Group (1977). The MARK II Nançay Radioheliograph. 55 :251–261.

- Radioheliograph Group (1983). The MARK III Nançay Radioheliograph. 88 :383–390.
- Radioheliograph Group (1989). The MARK IV Nançay Radioheliograph. 120 :193.
- Raoult, A., Lantos, P., et Fuerst, E. (1979). Prominences at centimetric and millimetric wavelengths. I - Size and spectrum of the radio filaments. 61 :335.
- Raulin, J. P. et Klein, K.-L. (1994). Acceleration of electrons outside flares : Evidence for coronal evolution and height-extended energy release during noise storms. 281 :536.
- Raymond, J. C. et Smith, B. W. (1977). Soft X-ray spectrum of a hot plasma. 35 :419.
- Reber, G. (1944). Cosmic Static. 100 :279.
- Rigaud, D. (1991). *Étude de la couronne solaire calme aux longueurs d'ondes métriques*. Thèse de l'Université Paris Sud, Université Paris Sud.
- Rompolt, B. (1990). *Hvar Obs. Bull.*, 14 :37.
- Rust, D. et Hildner, E. (1976). 48 :381.
- Saito, K. (1970). In *Annals of the Tokyo Astron. Observatory*, volume 12, page 53.
- Saito, K. et Tandberg-Hanssen, E. (1973). The Arch Systems, Cavities, and Prominences in the Helmet Streamer Observed at the Solar Eclipse, November 12, 1966. 31 :105.
- Schmahl, E. J., Bobrowsky, M., et Kundu, M. R. (1981). Observations of solar filaments at 8, 15, 22 and 43 GHz. 71 :311.
- Schwenn, R. (1990). *Physics of the Inner Heliosphere*, chapter 3. Springer-Verlag.
- Serio, S., Vaiana, G. S., Godoli, G., Motta, S., Pirronello, V., et Zappala, R. A. (1978). Configuration and gradual dynamics of prominence-related Xray Coronal Cavities. 59 :65.
- Smerd, S. F. (1950). *Australian J. Sci. Res.*, 13 :34.
- St. Cyr, O. C. et Webb, D. F. (1991). Activity associated with coronal mass ejections at solar minimum- SMM observations from 1984-1986. 136 :379–394.
- Stanier, H. M. (1950). 165 :354.
- Sterling, A. C. et Hudson, H. S. (1997). 491 :L55.
- Straka, R., Papagiannis, D., et Kogut, J. A. (1975). Study of a filament with a circularly polarized beam at 3.8 cm. 45 :131.
- Tandberg-Hanssen, E. (1995). *The Nature of Solar prominences*. Kluwer.
- Tandberg-Hanssen, E. (1998). History of Prominence Research. In Webb, D., Rust, D., et Schmieder, B., editors, *New Perspective on Solar Prominences*, volume 167 of *ASP Conference Series*, page 11.
- Thompson, B. J., Gurman, J. B., Neupert, W. M., Newmark, J. S., Delaboudinière, J.-P., St. Cyr, O. C. and Stezelberger, S., Dere, K. P., Howard, R. A., et Michels, D. J. (1999). SOHO/EIT Observations of the 1997 April 7 Coronal Transient : Possible Evidence of Coronal Moreton Waves. 517 :L151–L154.

-
- Thomson, A., Moran, J., et Swenson, G. (1986). *Interferometry and synthesis in radioastronomy*. Wiley-Intersciences.
- Tousey, R. (1973). In Rycroft, M. J. et Runcorn, S. K., editors, *Space Research*, volume XIII, page 713.
- Vaiana, G. S., Krieger, A. S., et Timothy, A. F. (1973). . 32 :81.
- Vial, J.-C. (1990). The prominence-corona interface. In *IAU Colloq. 117 : Dynamics of Quiescent Prominences*, page 106.
- Vourlidas, A., Subramanian, P., Dere, K., et Howard, R. (2000). 534 :456.
- Vršnak, B., Pohjolainen, S., Urpo, S., Teräsanta, H., Brajša, R., Ruždjak, V., Mouradian, Z., et Jurač, S. (1992). Large-scale patterns on the sun observed in the millimetric wavelength range. 137 :67.
- Vršnak, B., Ruždjak, V., et Rompolt, B. (1991). Stability of prominences exposing helical-like patterns. 136 :151.
- Webb, D. (1998). In *ASP Conf. Ser. 150 : IAU Colloq. 167 : New Perspectives on Solar Prominences*, page 463.
- Webb, D. F. et Hundhausen, A. J. (1987). Activity associated with the solar origin of coronal mass ejections. 108 :383.
- Wild, J. P. et McCready, L. L. (1950). *Aust. J. Sci. Res. A.*, 3 :387.
- Zarro, D. M., Sterling, A. C., Thompson, B. J., Hudson, H. S., et Nitta, N. (1999). 520 :L139.
- Zhang, J., Dere, K. P., Howard, R. A., Kundu, M. R., et White, S. M. (2001). On the Temporal Relationship between Coronal Mass Ejections and Flares. 559 :452–462.

Abstract

The Nançay Radioheliograph, upgraded in 1996, is specifically devoted to the study of the sporadic activity of the Sun, in the metric and decimetric radio band. Low contrast structures of the quiet Sun are also studied, using an aperture synthesis method.

I present the first results of the aperture synthesis method designed for the new instrument, focusing on the radio counterpart of solar filaments, never described in this radio band. These observations agree with the presence of a coronal cavity surrounding filaments, which is observable directly on the disk.

Finally, I present three cases of filament eruptions allowing, for the first time, the observation of thermal counterparts of filaments eruptions and CME initiations on the disk. This work was supported by multi-wavelengths observations performed by the SOHO spacecraft, and especially by the EIT and LASCO instruments.

Keywords: Radioastronomy, Solar Corona, Filaments, CME

Résumé

Le Radiohéliographe de Nançay, rénové en 1996, est un instrument dédié à l'étude de l'activité sporadique de la couronne solaire, dans le domaine métrique et décimétrique. Les structures calmes de la couronne peuvent être également observées par l'utilisation de la synthèse d'ouverture, qui autorise la cartographie de structures à faible contraste.

Je présente dans cette thèse les premiers résultats de synthèse d'ouverture pour l'instrument rénové, en m'intéressant tout particulièrement à la contrepartie radio des filaments solaires, jamais étudiée auparavant dans cette gamme de longueur d'onde. Je montre que les observations sont explicables par la présence d'une cavité coronale autour des filaments, et que la radio permet son observation directe sur le disque.

Je décris enfin trois cas de Disparitions Brusques de filament montrant, pour la première fois en radio, les stades initiaux du développement d'éruptions de filaments et de CMEs sur le disque, sous l'aspect des émissions thermiques. Ce travail s'appuie fortement sur les observations multi longueurs d'onde, rendues possibles par l'existence du satellite SOHO sur toute la période, et notamment son télescope EIT, et son coronographe LASCO.

Mots-clés: Radioastronomie, Couronne Solaire, Filaments, CME