



HAL
open science

Étude stéréoscopique et spectrographique des sursauts radio solaires de type III

Michel Poquerusse

► **To cite this version:**

Michel Poquerusse. Étude stéréoscopique et spectrographique des sursauts radio solaires de type III. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Diderot - Paris 7, 1984. Français. ⟨NNT : 1984PA070004⟩. ⟨tel-02095446⟩

HAL Id: tel-02095446

<https://hal.science/tel-02095446v1>

Submitted on 10 Apr 2019

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

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



HAL Authorization

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE PARIS 7

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Michel POQUERUSSE

sur le sujet

ETUDE STEREOSCOPIQUE ET SPECTROGRAPHIQUE

DES SURSAUTS RADIO SOLAIRES DE TYPE III

soutenue le 17 décembre 1984 devant la Commission d'Examen

Jean HEYVAERTS

Président

Jean-Louis STEINBERG

Constantin CAROUBALOS

Monique PICK

Examineurs

Lucienne GOUGUENHEIM

André BRAHIC

93 MARS 1985

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE PARIS 7

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Michel POQUERUSSE

sur le sujet

ETUDE STEREOSCOPIQUE ET SPECTROGRAPHIQUE

DES SURSAUTS RADIO SOLAIRES DE TYPE III

soutenue le 17 décembre 1984 devant la Commission d'Examen

Jean HEYVAERTS

Président

Jean-Louis STEINBERG

Constantin CAROUBALOS

Monique PICK

Examineurs

Lucienne GOUGUENHEIM

André BRAHIC



TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS.....	4
Exergue.....	6
Résumé court.....	7
Résumé long.....	8
I - INTRODUCTION.....	15
A - Le soleil et son activité.....	15
B - Eruptions et accélération de particules.....	17
C - Sursauts radio.....	18
D - Sursauts de type III.....	20
1-Mécanisme de base.....	21
2-Variantes.....	21
3-Corrélation avec les sursauts X et centimétriques.....	23
4-Vitesse des électrons excitateurs.....	23
5-Profil temporel, diamètre apparent et dimensions de la source.....	24
6-Altitude apparente.....	24
E - Intérêt de l'étude des types III.....	25
F - Les grands problèmes actuels que posent les types III.....	26
1-Origine et trajet des électrons excitateurs.....	26
2-Physique de l'interaction faisceau-plasma.....	27
3-Propagation du rayonnement électromagnétique.....	27
G - Des mesures aux résultats - Plan.....	28
II - OBSERVATIONS.....	30
A - Expériences Stéréo.....	30
1-Historique.....	30
2-Description technique.....	31
3-Exploitation des données.....	34
4-Effets ionosphériques.....	35
5-Instrumentation complémentaire au sol.....	38

B - RSMN.....	39
III - MESURE DES DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT.....	41
A - Résultats préliminaires avec Stéréo 1; distinction f-h....	41
B - Principe de la méthode utilisée avec Stéréo 5; distinction III-IIIb.....	44
C - Première ébauche du diagramme: méthode manuelle.....	46
D - Affinement du diagramme: méthode numérique.....	47
E - Résultat.....	49
F - Conséquence sur la proportion III/IIIb en fonction de la longitude.....	49
G - Diagramme de rayonnement d'un point de la source.....	50
IV - INTERPRETATION DES DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT ET DES DECALAGES EN TEMPS: PROPAGATION CORONALE ET MODE DE RAYONNEMENT.....	55
A - Analyse du rapport d'intensité sonde-Terre R.....	55
1-A 169 MHz.....	55
2-A 60 et 30 MHz.....	58
B - Analyse du décalage en temps sonde-Terre t.....	61
C - Conséquence: modes F-H et effets de propagation importants.....	65
D - Propagation par guidage.....	66
E - Conclusion.....	71
V - STRUCTURE MAGNETIQUE DES REGIONS OU SE PROPAGENT LES FAISCEAUX D'ELECTRONS EXCITATEURS.....	73
A - Structures ouvertes.....	73
B - Structures fermées.....	74
1-Types U.....	74
2-Types N.....	81
C - Une tentative de conclusion.....	87
VI - AMORTISSEMENT DES ONDES DE PLASMA DE LA SOURCE.....	88
A - Présentation du problème.....	88
1-Intensité électromagnétique et énergie	

des ondes de plasma.....	88
2-Excitation et amortissement des ondes de plasma.....	90
3-Les 2 grandes hypothèses fondamentales possibles pour interpréter la décroissance des types III.....	93
B - Corrélation durée-décroissance des types III.....	94
C - Comparaison du temps de décroissance entre les 2 branches des types U.....	96
D - Conséquence: la décroissance observée en haute fréquence n'est pas collisionnelle.....	99
E - Amortissement par effet Landau réfractif.....	101
F - La décroissance observée en basse fréquence.....	104
G - Conclusion.....	106
VII - DISCUSSION SUR LA STRUCTURE DE LA COURONNE.....	108
A - Les données présentes sur la couronne.....	108
B - Modèle synthétique de couronne.....	110
VIII- CONCLUSION.....	113
A - Résumé des résultats et prolongements immédiats.....	114
B - Perspectives.....	116
Annexe: Ensemble instrumental utilisé pendant les expériences Stéréo.....	123
Références.....	124
Articles de thèses.....	135
Autres publications et communications.....	136

REMERCIEMENTS

Je remercie l'ensemble des techniciens du DESPA qui ont réalisé les expériences Stéréo 1, Stéréo 5 et RSMN, dont les observations ont fourni la matière première de ce travail.

Je remercie Jean-Louis Steinberg, qui est à l'origine des expériences Stéréo, de m'avoir accueilli dans son laboratoire. Je lui sais gré de m'avoir laissé mener le dépouillement de Stéréo 5 à son terme et consacrer une part importante de mon temps à l'exploitation du RSMN; l'obtention des diagrammes de rayonnement et les découvertes sur les types U lui ont donné raison.

Je remercie Costa Caroubalos, qui est à l'origine du RSMN, de m'avoir initié à la radioastronomie solaire, et de m'avoir orienté vers les sujets traités dans ce travail; j'ai apprécié son intuition scientifique et son exquise gentillesse. Il m'a appris à ne pas compter les heures de travail, et je lui suis reconnaissant de m'avoir toujours soutenu de ses bons conseils, même après son retour à l'Université d'Athènes.

J'exprime mon extrême gratitude à Raymonde Crepel pour l'enthousiasme et le désintéressement avec lesquels elle m'a fait bénéficier de son travail intense, méthodique, parfait. J'ai hautement apprécié son remarquable esprit d'organisation, soutenu par une énergie farouche, son intelligence des buts scientifiques poursuivis et son sens élevé du travail d'équipe. Les résultats présentés ici doivent beaucoup à la tâche immense accomplie par R. Crepel durant ces nombreuses années.

Je remercie Jean-Louis Bougeret pour les débats passionnés que nous avons eus si fréquemment sur la meilleure manière d'interpréter nos observations. C'est avec beaucoup de tact et dans un esprit de franche camaraderie qu'il m'a fait bénéficier largement de ses vastes connaissances et de sa riche expérience. J'ai également apprécié ses talents d'organisateur, réhaussés par son intelligence des facteurs humains, et son esprit d'équité excessivement scrupuleux, pondéré par un solide sens de l'humour.

Georges Dumas est à l'origine du succès des expériences Stéréo 5 et RSMN; qu'il reçoive avec Roger Hulin mes chaleureux remerciements pour la qualité de leur travail!

Je suis très reconnaissant à Jacky Renaud, qui assure les

observations du RSMN, pour sa conscience professionnelle poussée à l'extrême, grâce à laquelle j'ai pu disposer pour ce travail d'une banque de données d'une continuité et d'une qualité uniques, et pour ne m'avoir jamais rien laissé ignorer des heurs et malheurs de la vie à Nançay.

Les observations sol de l'expérience Stéréo 5 ont été menées à Nançay pendant de longs mois par Moïse Coriat et Jean-Pierre Tourrés; je garde un souvenir ému des excellents moments passés ensemble, et je leur exprime tous mes remerciements pour la qualité des données qu'ils m'ont permis d'exploiter.

Je remercie Georges Goyon, Claude Perche, Nguyen Canh, Françoise Axisa, Solange Amirat, Gérard Servajean et Jean-René Frémy pour leur aide précieuse.

Je remercie Ghislaine de Genouillac pour la gentillesse et la discrétion avec lesquelles elle m'a confié ses points de vues sur les types III. Je remercie Hoang Sang pour avoir souvent consacré du temps à m'exposer ses idées sur les observations en basse fréquence, et pour m'avoir expliqué les méthodes de gestion informatique des données spatiales, qu'il met au point avec un désintéressement complet; je le remercie également pour sa présence réconfortante les Dimanche matins laborieux!

Je suis très reconnaissant à Nicole Meyer d'avoir bien voulu s'intéresser aux sujets discutés dans ce travail, et de m'avoir aidé à en comprendre la physique de base. J'ai apprécié au plus haut point son esprit anticonformiste, sa rigueur de raisonnement et son honnêteté scientifique.

Je remercie René Knoll pour le soutien moral qu'il m'a plusieurs fois apporté, et pour l'esprit juste et pondéré avec lequel il a toujours su harmoniser avec l'ensemble des activités du laboratoire les moyens matériels ou humains qui ont contribué à ce travail.

Je remercie Josepha Portier pour avoir entretenu avec beaucoup de soin et de bonne humeur la propreté de notre cadre de travail. Je remercie les personnels de la cantine pour la qualité des repas qu'ils préparent et l'ambiance agréable dans laquelle ils les servent.

Enfin, je remercie les innombrables personnes de la station de Nançay et des services communs de l'Observatoire, en particulier du Centre de Calcul et de la Bibliothèque, pour les excellents outils de travail qu'ils mettent à la disposition de la collectivité, et dont j'ai amplement profité.

Assurons nous bien du fait avant de nous inquiéter de la cause. Il est vrai que cette méthode est bien lente pour la plupart des gens, qui courent naturellement à la cause et passent par dessus la vérité du fait; mais enfin nous éviterons le ridicule d'avoir trouvé la cause de ce qui n'est point.

Fontenelle

Si, à certaines époques, l'astronomie a pu faire, sur certains points, de rapides progrès, c'est que les astronomes des temps passés avaient soigneusement tenu à jour les annales célestes, sans distinguer entre les observations dont ils étaient à même de tirer immédiatement parti et les autres.

André Danjon

Etude stéréoscopique et spectrographique
des sursauts radio solaires de type III.

- Résumé court -

On étudie les sursauts radio solaires de type III au moyen des expériences spatiales franco-soviétiques Stéréo 1 (169 MHz) et Stéréo 5 (60 et 30 MHz), qui ont permis de comparer les intensités et les temps de propagation entre 2 directions très différentes (Terre et sonde interplanétaire), et au moyen du Radio Spectrographe Multicanal Numérique de Nançay (470 MHz à 150 MHz). Ces sursauts résultent de la conversion en rayonnement électromagnétique d'ondes de plasma générées par des faisceaux d'électrons suprathermiques émis dans la couronne et qui sont guidés le long des lignes de force du champ magnétique ambiant.

Nous obtenons pour la première fois la forme du diagramme de rayonnement apparent. Nous montrons que ce diagramme dépend du mode de rayonnement, fondamental ou harmonique, qu'il est profondément modifié par la propagation du rayonnement à travers la couronne, et que les effets de propagation sont dominés par le guidage, entre les jets coronaux surdenses, du rayonnement vers le haut.

L'étude du spectre dynamique des groupes de "types U" (lignes de force fermées) montre que les faisceaux d'électrons à l'origine de cette variété de types III se produisent de préférence dans les arches coronales en expansion (transitoires coronaux), et se forment donc probablement en présence de champ magnétique décroissant vers le haut, par suite de l'alignement progressif du vecteur vitesse des électrons suivant la direction du champ magnétique. Par ailleurs, la découverte des sursauts de "type N" met en évidence la possibilité de réflexion des faisceaux sur "miroir magnétique".

Nous montrons que la décroissance de l'intensité à fréquence donnée est liée, comme l'ensemble du profil temporel, à la dynamique du faisceau exciteur, et non à l'amortissement des ondes de plasma par le milieu. On peut rendre compte de cette propriété par un amortissement rapide des ondes de plasma par effet Landau "réfractif", en présence de forts gradients de densité locaux.

On montre que ces résultats contiennent une information importante sur la structure de la densité coronale, et l'on suggère un certain nombre de prolongements, en vue d'une appréhension plus complète des types III en tant que phénomène héliosphérique.

Etude stéréoscopique et spectrographique
des sursauts radio solaires de type III.

- Résumé long -

Les sursauts de type III: problèmes actuels.

Les sursauts radio solaires de type III sont caractérisés par une dérive régulière des hautes vers les basses fréquences (≥ 300 MHz \rightarrow ≤ 30 kHz) et une augmentation concomitante de la durée à fréquence donnée (≤ 1 s \rightarrow ≥ 3 h). Ils sont produits par des faisceaux d'électrons subrelativistes qui traversent la couronne puis le milieu interplanétaire, où ils engendrent localement des ondes de plasma à la fréquence f_p (qui décroît avec l'altitude), lesquelles se convertissent ensuite en rayonnement électromagnétique à la fréquence f_p (mode fondamental F) ou/et $2f_p$ (harmonique H). Les problèmes qu'ils suscitent concernent l'origine et la trajectoire des faisceaux excitateurs, la dynamique de l'interaction faisceau-plasma et les effets de propagation du rayonnement sur les caractéristiques observées des sursauts. Nous apportons ici plusieurs contraintes observationnelles nouvelles et fortes concernant les types III haute fréquence (au sein de la couronne), à partir de 2 types d'observation différents.

Observations.

Nous avons utilisé d'une part les expériences Stéréo 1 (169 MHz) et Stéréo 5 (60 et 30 MHz) qui consistaient à observer le rayonnement du soleil simultanément depuis la Terre (Nançay) et depuis une sonde spatiale soviétique, l'angle "stéréo" Terre-soleil-sonde variant de 0 à plus de 90° en 9 mois environ. Chaque sursaut observé dans les 2 directions fournit un rapport d'intensité R lié à son diagramme de rayonnement et un décalage en temps t lié à sa position. Un interféromètre fournissait en outre la position vue depuis la Terre. La comparaison des R pour un angle stéréo petit nous a permis de découvrir l'importance de la scintillation ionosphérique sur l'intensité des sursauts solaires aux fréquences inférieures à 100 MHz: nous trouvons qu'à 30 MHz, où elles sont les plus importantes, les fluctuations d'intensité atteignent facilement un facteur 2 (avec une constante de temps caractéristique d'une dizaine de secondes).

Nous avons dû prendre en compte ce phénomène dans l'estimation des incertitudes de mesure.

Nous avons utilisé d'autre part le Radio Spectrographe Multicanal Numérique (RSMN) situé à Nançay, qui enregistre 100 bandes de fréquence de 1 MHz de large sur film et 32 sur bandes magnétiques numériques, avec une résolution de 0,1 s, entre 470 et 150 MHz.

Mesure des diagrammes de rayonnement.

L'observateur extérieur loin du soleil ne voit pas directement le diagramme de rayonnement primaire de la source (lié au mécanisme physique d'émission). Il voit un diagramme apparent, qui dépend également des fluctuations de forme et d'orientation du diagramme primaire, des effets de propagation dans la couronne, des dimensions de la source... C'est de ce diagramme apparent que nous parlons en premier.

Au cours de l'expérience Stéréo 1, durant une journée particulièrement riche en types III et en "paires" de types III, nous avons mis en évidence que le diagramme de rayonnement possède une coupure (décroissance rapide) vers 70° par rapport à la direction radiale passant par la source, et que dans les paires la première composante (de plus courte durée) est la plus directive.

L'expérience Stéréo 5 nous a permis d'aller beaucoup plus loin avec le tracé du diagramme de rayonnement, à partir de la synthèse d'une quarantaine de configurations géométriques source-Terre-sonde différentes, couvrant des angles allant jusqu'à 100° de la direction radiale passant par la source, et en faisant l'hypothèse d'une symétrie de révolution. Nous avons obtenu 4 diagrammes, correspondant aux 2 fréquences 60 et 30 MHz, et aux 2 grandes classes de types III à ces fréquences, les types III ("normaux") et les types IIIb (spectre strié). Le diagramme est à peu près le même aux 2 fréquences mais est très différent entre types III et types IIIb. Le diagramme des III présente un maximum central; celui des IIIb présente un minimum central, entouré d'un maximum situé à environ 30° de l'axe, et environ 2 fois plus intense que la valeur au centre. L'ouverture totale à mi-intensité centrale est à peu près égale pour III et IIIb et vaut $110^\circ \pm 10^\circ$. Au delà, les diagrammes continuent à décroître de manière semblable, atteignant une ouverture totale de 190° au niveau 1/100 de l'intensité centrale.

La différence entre les 2 diagrammes permet de comprendre pourquoi l'on avait précédemment observé que la proportion des IIIb par rapport à celle des III augmentait en s'éloignant du centre du disque solaire.

Cette mesure des diagrammes de rayonnement apparents apporte une contrainte nouvelle très forte sur les effets combinés du diagramme primaire, de la propagation du rayonnement à travers la couronne et des dimensions de la source.

Interprétation des diagrammes de rayonnement et des décalages en temps: propagation coronale et mode de rayonnement.

On a pu rendre compte des observations de directivité de Stéréo 1 en modélisant les conditions de la propagation coronale du rayonnement radio par tracé de rayons. Pour la date considérée, la coupure observée du diagramme de rayonnement apparent est attribuée à la réfraction par un jet coronal surdense entourant la source. Les paires sont interprétées comme paires F-H, et la plus grande directivité des composantes F est due à la réfraction plus intense qu'elles subissent.

A plus basse fréquence, les propriétés des diagrammes de rayonnement mesurés par Stéréo 5 montrent que:

- la partie des diagrammes loin de l'axe est essentiellement déterminée par les effets de propagation, indépendamment des conditions d'émission initiales;
- la partie près de l'axe est au contraire fortement influencée par le mode (F ou H) ou par la forme du diagramme primaire.

Une interprétation possible est la suivante:

- types III : mode H; diagramme primaire isotrope ou dirigé vers l'avant;
- types IIIb: mode F; diagramme primaire dirigé à 90° de l'axe radial (avec symétrie de révolution autour de cet axe).

La comparaison des décalages en temps Terre-sonde t et des positions mesurées au sol au cours de Stéréo 1 conduit, dans l'hypothèse d'une propagation dans le vide, à une dispersion invraisemblable des sources dans la couronne. Il faut alors admettre que l'on ne voit des composantes F qu'une image diffusée, loin au dessus de la source primaire, et dont les variations importantes de position correspondent à des conditions de propagation variables, engendrées par de faibles déplacements de la source primaire.

On remarque que les effets de propagation mis en évidence de façon cohérente par les 2 paramètres observationnels R et t ont les propriétés qu'on peut attendre d'un guidage du rayonnement entre les structures coronales surdenses à grande échelle, étroites et divergentes. Le rayonnement "sort" après un petit nombre de réflexions sur ces structures, à un niveau essentiellement déterminé par la fréquence du rayonnement, loin au dessus du niveau plasma moyen correspondant.

Structure magnétique des régions où se propagent les faisceaux excitateurs.

Le comportement des décalages en temps mesurés avec Stéréo 1 implique que les sources F sont beaucoup moins dispersées que les sources H. On en déduit que le champ magnétique dans les régions à types III est fortement divergent, en accord avec d'autres observations.

L'étude des sursauts de type U (faisceaux guidés dans les boucles de champ magnétique) sur les spectres du RSMN nous a conduit à une conclusion analogue en ce qui concerne les structures magnétiques fermées, mais à partir d'une méthode totalement différente: on constate que les groupes de types U ont tendance à dériver vers les basses fréquences à des vitesses typiques des transitoires coronaux, et qu'ils sont parfois associés à des sursauts de type I situés à leurs "pieds". On en conclut que les faisceaux excitateurs de types U se propagent préférentiellement au sein des arches coronales transitoires et que les mêmes électrons produisent successivement types I puis types U. On arrive à une interprétation cohérente de ces 2 propriétés, basée sur le mécanisme de conversion $v_{\perp} \rightarrow v_{//}$ (composantes du vecteur vitesse des électrons par rapport au champ magnétique) dans un champ magnétique décroissant, en admettant que:

- 1) La source des faisceaux excitateurs est constituée d'électrons dont la vitesse est essentiellement perpendiculaire au champ magnétique: $v_{\perp} \gg v_{//}$ (situation propice à la génération des types I).
- 2) Les arches coronales stationnaires ont une structure géométrique à peu près parallèle (champ magnétique constant des pieds au sommet) alors que les arches en expansion (rares) sont divergentes (champ décroissant).

Nous avons par ailleurs découvert sur les enregistrements du RSMN que les types U se prolongent parfois d'une 3^e branche, formant ce que nous appelons des "types N", d'après la forme de leur spectre dynamique. La durée à fréquence donnée augmente régulièrement le long des 3 branches,

prouvant que l'ensemble du sursaut est produit par un seul et même faisceau, réfléchi par effet de miroir magnétique au pied de l'arche opposé à la source d'accélération. Cette observation apporte la première preuve expérimentale directe de la possibilité de piégeage d'électrons dans les arches coronales. Les types N contiennent potentiellement beaucoup d'information sur ces arches.

Profils temporels et amortissement des ondes de plasma.

On a longtemps considéré que la décroissance à peu près exponentielle du profil temporel des types III traduisait l'amortissement coulombien des ondes de plasma de la source (même ordre de grandeur). En basse fréquence, la décroissance observée étant plus rapide que l'amortissement coulombien, cette interprétation a dû être abandonnée, en faveur d'un amortissement Landau sur la queue non thermique des électrons du vent solaire. Dans la couronne, où les conditions physiques sont très différentes, le problème restait posé.

Si la décroissance du profil temporel traduit l'amortissement des ondes de plasma, la "durée d'excitation" D_e (mesurée entre le début du sursaut et le début de la décroissance exponentielle) doit être indépendante, d'un sursaut à l'autre, du temps caractéristique de décroissance observé τ . Or une corrélation a été précédemment observée entre ces 2 paramètres, autour de 50 MHz. En utilisant une technique fondamentalement plus précise (16 fréquences, traitement numérique, déconvolution) nous trouvons une corrélation plus nette vers 200 MHz. Nous obtenons $D_e \approx 3\tau$, avec un coefficient de corrélation $\rho \sim 0.75$.

Les sursauts de type U offrent un autre moyen d'investigation, plus puissant, à partir de la comparaison de τ entre les 2 branches, ascendante (τ_1) et descendante (τ_2). Si la décroissance observée est liée à celle des ondes de plasma, τ est lié à la fréquence d'émission et passe donc par un maximum au sommet du type U, avec $\tau_1 = \tau_2$ à fréquence égale. Nous trouvons au contraire $\tau_1 < \tau_2$, avec une augmentation régulière de τ le long du type U.

Les 2 observations précédentes prouvent que la décroissance du profil temporel des types III n'est pas liée à un mécanisme d'amortissement local mais au profil de densité longitudinal du faisceau d'électrons excitateurs, qui s'allonge progressivement au cours de la propagation du

fait de la dispersion des vitesses. Cela implique que les ondes de plasma sont soit réabsorbées par le faisceau, soit amorties en un temps court devant la durée de passage du faisceau à une altitude donnée.

La structure inhomogène de la couronne à petite échelle peut provoquer un amortissement rapide des ondes de plasma par effet Landau réfractif. Les ondes de plasma sont réfractées vers les parties sousdenses où elles sont amorties par effet Landau sur la distribution des électrons thermiques; le temps d'amortissement correspondant est L/v_e (L = échelle de longueur de la densité, v_e = vitesse thermique des électrons $\sim 10^4$ km/s). Des fluctuations de densité vraisemblables en fonction de ce que l'on sait par ailleurs sur la couronne donnent un temps d'amortissement assez court (par exemple des fluctuations de 10% sur une longueur caractéristique de 100 km donnent un amortissement en 0,1 s).

Modèle synthétique de couronne.

L'interprétation des observations stéréoscopiques d'une part et spectrographiques d'autre part nous a conduit à envisager l'existence d'inhomogénéités à grande échelle, constituées de feuilles ou fibres très surdenses et étroites, parallèles ou divergentes, pour guider le rayonnement, et d'inhomogénéités à petite échelle, plus faibles et plus aléatoires, pour amortir les ondes de plasma. Il est vraisemblable qu'on a en fait une distribution continue d'inhomogénéités, telle qu'en allant des grandes vers les petites échelles les fluctuations de densité diminuent et que la fraction de volume occupée par les régions surdenses augmente. De telles propriétés sont assez cohérentes avec les observations optiques de la couronne et rappellent les profils de densité mesurés in situ dans le vent solaire.

Dans ce modèle, le rayonnement radio observé provient essentiellement des régions sousdenses à grande échelle et des régions surdenses à petite échelle. Ce paradoxe apparent tient à la différence entre les 2 échelles, du rapport des volumes des régions surdenses et sousdenses d'une part, et du rapport entre la distance typique de 2 structures surdenses et l'échelle de hauteur globale d'autre part.

Perspectives.

La mesure que nous avons faite du diagramme de rayonnement apparent des types III est un pas important vers la détermination du diagramme primaire, de la source elle-même. Il reste à déterminer dans quel type de configuration coronale se propagent les faisceaux excitateurs (grands jets ou autre), de façon à pouvoir en déduire l'influence des effets de propagation coronale. Le meilleur moyen pour cela serait d'effectuer des mesures de triangulation par observations interférométriques à 2 dimensions (\rightarrow source sur une droite) et stéréoscopiques (\rightarrow source dans un plan) simultanées. De l'altitude observée on pourrait alors déterminer sans ambiguïté le mode de rayonnement F ou H, et du diagramme apparent que nous avons fourni ici on déduirait le diagramme primaire, d'où l'on pourrait tirer des idées précises sur le spectre d'ondes de plasma dans la source.

Par ailleurs, nos résultats sur la structure divergente des tubes de force magnétiques qui guident les faisceaux d'électrons et sur l'amortissement rapide des ondes de plasma montrent l'intérêt de l'étude quantitative des sursauts radio solaires à partir de spectres dynamiques numérisés. Il serait maintenant souhaitable de déterminer avec précision, sur une large base statistique, les lois moyennes de variation des paramètres caractéristiques des types III en fonction de la fréquence, des plus hautes aux plus basses fréquences, car ces lois reflètent les conditions de l'injection initiale, l'évolution du faisceau le long de sa trajectoire et les changements probables des mécanismes d'interaction des ondes de plasma avec le faisceau et avec le milieu ambiant, de la basse couronne au vent solaire. A partir de banques de données numériques, on pourrait également reprendre le problème de la génération des modes F et H sur une base entièrement nouvelle, en étudiant la fonction d'autocorrélation à 2 dimensions de l'intensité en fonction du temps et de la fréquence.

Ajoutées aux observations radiohéliographiques à haute résolution et aux mesures in situ dans le vent solaire, ces techniques nouvelles devraient permettre d'obtenir des idées plus précises sur les propriétés de la couronne et des faisceaux d'électrons excitateurs, ouvrant la voie à la compréhension détaillée du mécanisme d'interaction faisceau-ondes de plasma-rayonnement électromagnétique. On pourra de plus alors réellement utiliser les sursauts de type III comme un outil d'étude des processus d'accélération et comme un moyen d'exploration de l'héliosphère en général.

ETUDE STEREOSCOPIQUE ET SPECTROGRAPHIQUE DES SURSAUTS RADIO SOLAIRES DE TYPE III

I INTRODUCTION

Nous allons étudier quelques aspects des sursauts radio solaires de type III à partir des expériences Stéréo 1, Stéréo 5 et RSMN. Nous commencerons dans cette introduction par présenter très rapidement le contexte dans lequel ces sursauts se produisent, à savoir l'activité solaire, puis nous cernerons progressivement le sujet de notre étude. Nous indiquerons l'intérêt d'étudier ces sursauts, nous verrons les grands problèmes qu'ils posent et nous esquisserons les grandes lignes de notre démarche.

A Le soleil et son activité

Le soleil est une grande masse d'hydrogène en auto-gravitation, donc globalement sphérique, en rotation et au centre de laquelle la fusion thermonucléaire de l'hydrogène en helium provoque un dégagement d'énergie important et très stable. Ce modèle a priori très simple est à l'origine de toute la "mécanique solaire", qui présente un étonnant contraste entre l'extrême stabilité du centre, presque immuable sur des milliards d'années, et l'extrême agitation de la surface où se produisent des phénomènes explosifs de moins d'une seconde. Cette "activité solaire" est due à la génération d'un champ magnétique intense et hautement variable dans le temps et dans l'espace, par suite de l'interaction complexe entre la convection (elle même due au flux de chaleur vers l'extérieur) et la rotation.

Température, pression et densité décroissent progressivement du centre vers l'extérieur. La surface visible, ou photosphère, est à 6.10^3 K, et est surmontée de la chromosphère, encore un peu plus froide. Juste au dessus on trouve la couronne où, probablement par suite de la dissipation d'énergie magnétique sous des formes plus ou moins complexes, la température remonte brutalement à plus de 10^6 K, entraînant une chute brutale correspondante de densité. A cette température, l'hydrogène est totalement ionisé et forme un plasma extrêmement conducteur, où le champ magnétique est "gelé" dans la matière. Alors que dans la photosphère ce sont essentiellement les mouvements de matière qui déterminent l'évolution du champ magnétique, dans la couronne, du fait de sa faible densité, les rôles sont inversés: c'est essentiellement le champ magnétique qui va

déterminer la structure et l'activité coronales.

La grande majorité des lignes de force magnétiques émergeant de la photosphère se referment dans la couronne à basse altitude en formant des arches, à évolution lente. Dans les régions où le champ magnétique est homogène sur une grande étendue, les lignes de force s'ouvrent vers le milieu interplanétaire, formant les "trous coronaux", plus froids et moins denses que le reste de la couronne, et source essentielle du "vent solaire"; ces régions sont extrêmement calmes et ne nous concernent pas ici. A l'opposé, au dessus des régions photosphériques où le champ magnétique se concentre dans les "taches" et forme les "régions actives", on trouve dans la couronne un champ magnétique intense, à structure complexe et variable, généralement fermée à basse altitude et ouverte au dessus. Ces régions coronales actives ont une température et une densité plus élevées qu'ailleurs, et contribuent également à la formation du vent solaire, mais sous la forme impulsive d'"éjections de masse coronale".

Les diverses formes d'énergie présentes dans ce milieu s'échangent constamment les unes, les autres: thermique, cinétique, particulaire, magnétique, électrique, électromagnétique... L'évolution de l'état du système qui en résulte aboutit par moments et par endroits à des configurations hors d'équilibre ou instabilités. Il se produit alors un échange d'énergie très rapide entre 2 ou plusieurs formes, ramenant le système à une nouvelle configuration de quasi-équilibre. C'est souvent à la suite de ce genre de processus que se produisent les sursauts radio qui nous intéressent ici. Nous décrirons succinctement au paragraphe suivant les "éruptions", qui constituent l'un des phénomènes centraux de cette activité multiforme.

L'évolution générale du champ magnétique, et par suite l'ampleur de l'activité solaire, varient globalement suivant un cycle d'environ 11 ans.

Citons quelques références importantes ou récentes consacrées à l'étude du soleil et de son activité: Howard (1970); Newkirk (1973); British National Committee on Space Research (1975); CNRS (1978); Dryer et Tandberg-Hanssen (1979); Orrall (1981); Moriyama et Henoux (1981); Svestka et al. (1982); Priest (1982); Liu (1982); Heyvaerts et al. (1983); Pecker et Uchida (1983).

L'étude de l'activité solaire présente de nombreux intérêts, que l'on peut regrouper dans les 4 grands domaines suivants.

Physique des plasmas et magnétohydrodynamique: le soleil constitue un

vaste laboratoire naturel où l'on trouve des conditions physiques très variées et irréalisables sur Terre.

Soleil lui-même: on a très peu de moyens d'étudier l'intérieur du soleil; un des moyens de le faire est de bien comprendre en premier les phénomènes de surface que l'on voit directement.

Relations soleil-Terre: plusieurs grands phénomènes terrestres variables sont au moins en partie reliés à l'activité solaire, par l'intermédiaire d'une part du rayonnement solaire direct, d'autre part du vent solaire et de la magnétosphère; pour bien comprendre ces phénomènes terrestres, il faut d'abord bien comprendre l'activité solaire.

Les étoiles: le soleil est considérablement plus proche que n'importe quelle autre étoile et c'est la seule étoile qu'on peut espérer pouvoir comprendre en détail dans un avenir raisonnable, constituant ainsi une référence fondamentale pour le reste de l'univers.

B Eruptions et accélération de particules

Les éruptions sont des dégagements d'énergie brutaux et localisés se produisant dans la basse couronne, et résultant vraisemblablement du processus global suivant. Les mouvements des lignes de force ancrées dans la photosphère et l'émergence de "nouveau" flux induisent dans la couronne des courants $\bar{j} = \overline{\text{rot}} H$ qui circulent très facilement, sans perte importante, du fait de la conductivité élevée du milieu. Dans les "couches neutres", où le sens du champ magnétique s'inverse, la densité de courant est particulièrement élevée et provoque des phénomènes de turbulence qui font diminuer la conductivité σ . On a alors un couplage

$$\text{dissipation de } \bar{j} \begin{matrix} \rightarrow \\ \leftarrow \end{matrix} \text{ décroissance de } \sigma$$

qui peut évoluer de manière explosive, aboutissant à la dissipation, dans un volume très petit et en un temps très court, de l'énergie électrique contenue dans un grand volume de couronne, sous forme de particules énergétiques, de chauffage, de mouvements de matière, d'ondes MHD, de rayonnement électromagnétique à diverses longueurs d'onde... Toute une cascade de processus physiques en découle, marqués par de nombreux mécanismes de rayonnement différents, et affectant progressivement toutes les régions environnantes, de la photosphère à la haute couronne. Le rayonnement dans la raie $H\alpha$, produit dans la chromosphère, fut le premier connu mais on étudie maintenant les éruptions depuis les rayons γ jusqu'au rayonnement radio, ce qui permet d'explorer à peu près tout le volume affecté.

Quelques références: Svestka (1976); Heyvaerts (1979); Sturrock (1980); Priest (1981).

Des instabilités moins énergétiques que les éruptions ou situées plus haut dans la couronne peuvent également aboutir à l'accélération de particules et à du rayonnement radio. Il se peut qu'il s'agisse souvent de phénomènes qualitativement analogues aux éruptions mais dont le rayonnement radio est un des indicateurs les plus sensibles.

C Sursauts radio

Les sursauts radioélectriques du soleil constituent l'une des manifestations de l'activité solaire les plus spectaculaires (variations d'intensité pouvant dépasser 1000 fois le niveau du soleil calme en quelques secondes) et que l'on peut suivre le plus facilement (technique radio classique). Ils sont étudiés depuis plus de 30 ans et conservent toujours leur intérêt de mettre en évidence les particules énergétiques et de permettre le sondage de la couronne à toutes altitudes et même devant le disque solaire. Ils sont généralement produits par des mécanismes de type plasma ou gyromagnétique, excités par des particules suprathermiques ou par des ondes de choc. Ces mécanismes fondamentaux revêtent une grande variété d'aspects. Aux longueurs d'onde métriques qui nous intéressent ici ($300 \text{ MHz} > f > 30 \text{ MHz}$), les sursauts ont été classés en 5 types principaux d'après leur aspect sur les spectres dynamiques (représentation de la densité de flux dans l'espace à 2 dimensions fréquence-temps).

Les sursauts radio peuvent se produire:

- au coeur des éruptions: "flare continuums", sursauts centimétriques;
- comme conséquence directe des éruptions: types III, types V;
- comme conséquence secondaire des éruptions: types II, types IV;
- indépendamment des éruptions, par suite d'instabilités coronales diverses dont on ne voit souvent que le rayonnement radio: types I, types III.

Quelques références: Wild et al. (1963); Aarons (1965); Kundu (1965); Krüger (1979); Kundu et Gergely (1979).

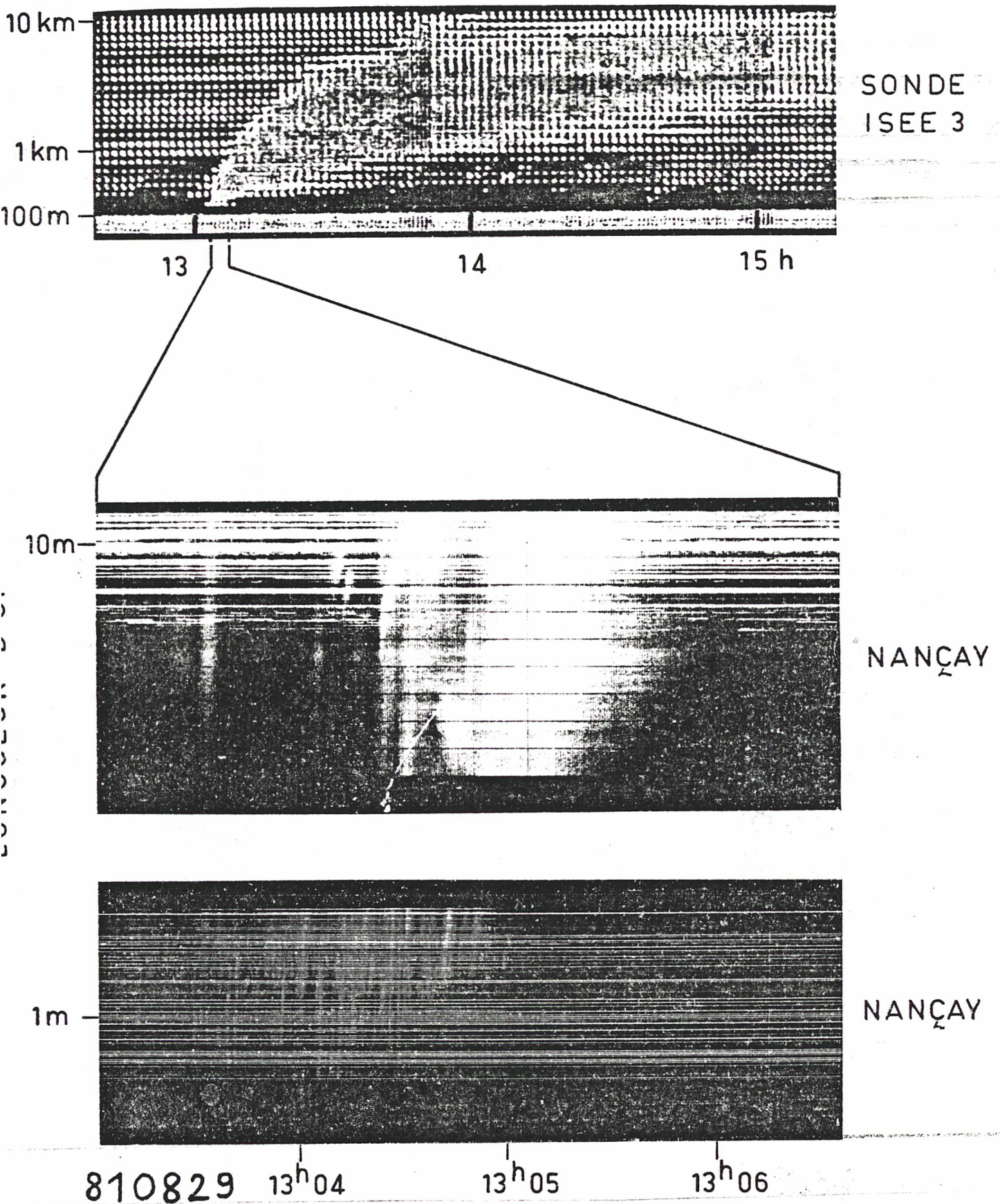


Fig. I-1 Groupe de sursauts de type III en haute fréquence, se transformant progressivement en sursaut unique et isolé en basse fréquence, enregistré par 3 instruments de l'Observatoire de Paris (Vial: 1983, dans le Grand Atlas de l'Astronomie, Editions Encyclopaedia Universalis, p42).

D Sursauts de type III

Les sursauts radioélectriques solaires de type III, ou types III, sont caractérisés par une dérive rapide des hautes vers les basses fréquences et par une durée croissante vers les basses fréquences. Lors de leur dénomination par Wild(1950) on ne pouvait les observer que du sol, donc jusqu'à la fréquence minimum de 10 MHz environ correspondant à la coupure ionosphérique. Les observations spatiales ont permis de découvrir que ces sursauts se prolongent avec une étonnante continuité jusqu'à des fréquences beaucoup plus basses; on a pu les suivre jusqu'à la fréquence de coupure de 30 kHz environ du milieu interplanétaire à 1 UA du soleil. La Fig. 1-1 en montre un exemple caractéristique. Par la suite, nous distinguerons les types III "haute fréquence" produits dans la couronne et observés au sol ($f > 10$ MHz), des types III "basse fréquence" produits dans le milieu interplanétaire et observés dans l'espace ($f \leq 10$ MHz); cette distinction, a priori purement pratique, peut éventuellement correspondre à certaines différences physiques, liées à l'écart considérable qui existe entre les paramètres physiques de la couronne et du milieu interplanétaire.

De nombreux articles de base ont été consacrés à l'observation ou à la théorie des types III, parmi lesquels nous citerons un très petit nombre: Boischot et al. (1960); Malville (1962b); Hughes et Harkness (1962); Elgarøy et Rodberg (1963); Boischot (1967); Fainberg et Stone (1971); Elgarøy et Lyngstad (1972); Evans et al. (1973); Magelssen et Smith (1977); Takakura (1979); Bougeret et al. (1984).

De nombreuses revues également: Beynon et al (1974), Lin (1976), Wentzel (1982), Goldman (1983).

Enfin, de nombreuses thèses: Bradford (1971); Kuiper (1973); Gergely (1974); Axisa (1974); Aubier (1974); Daigne (1975); de la Noe (1975); Magelssen (1976); Mercier (1979).

Sans faire un catalogue complet des caractéristiques des types III, nous allons faire ressortir leurs propriétés essentielles et bien établies, ainsi que les interprétations lorsqu'elles sont à peu près certaines, c'est à dire ce sur quoi on peut actuellement raisonnablement se baser pour tenter d'aller plus loin. Nous insisterons naturellement un peu plus sur les points qui vont plus spécialement nous intéresser dans cette étude.

1 Mécanisme de base

- - - - -

Les observations spatiales réalisées in situ, dans le milieu interplanétaire, ont permis de détecter les électrons (Alvarez et al.: 1972) et les ondes de plasma (Gurnett, Anderson: 1976) associées aux sursauts de type III. Elles ont ainsi apporté des bases expérimentales solides à la conception déjà généralement admise du mécanisme global de génération de ces sursauts, que nous allons résumer maintenant.

Les types III sont excités par des paquets ou faisceaux d'électrons suprathermiques (subrelativistes) dont la fonction de distribution des vitesses possède dans un certain domaine Δv une dérivée positive. Le faisceau rentre en couplage avec les ondes de plasma locales, dont il existe toujours le niveau minimum thermique; celles dont la vitesse de phase est située à l'intérieur du domaine Δv sont amplifiées par effet Landau inverse; l'énergie cinétique du faisceau se transforme en énergie électrostatique. Les ondes de plasma ainsi amplifiées subissent différents couplages, en particulier avec le rayonnement électromagnétique à la fréquence plasma locale f_p ou fondamental F et ses harmoniques; en pratique, seul le second harmonique, ou harmonique H , peut avoir une intensité observable; les fréquences correspondantes sont dans le domaine radio. Près de sa source d'émission, ce rayonnement se trouve dans un milieu dont l'indice de réfraction est significativement inférieur à 1; il subit donc des effets de propagation plus ou moins importants avant de nous parvenir; loin au dessus de la source, la propagation se fait comme dans le vide.

Du fait que la fréquence d'émission est étroitement reliée à la densité locale et que celle-ci diminue régulièrement avec l'altitude, le spectre dynamique d'un type III reproduit approximativement la trajectoire du faisceau excitateur: temps en abscisse, fréquence décroissant vers le haut ou altitude en ordonnée.

Dans le champ magnétique général de la couronne, le rayon de giration des électrons excitateurs est très petit (de l'ordre du mètre); les faisceaux sont donc guidés le long des lignes de force magnétiques.

2 Variantes

- - - - -

On distingue, de façon non arbitraire mais pas toujours évidente, 2 modes principaux d'apparition des types III:

types III d'éruption: ils se produisent généralement en groupes de quelques uns à quelques dizaines, durant quelques secondes à quelques minutes, en étroite corrélation avec une éruption (Malville: 1962a);
 types III d'orage: ils ne s'observent qu'aux fréquences inférieures à environ 100 MHz, et se produisent par centaines de façon plus ou moins continue durant plusieurs heures à plusieurs jours.

A part cela, les types III peuvent se présenter sous certaines formes particulières, dont les principales qui nous intéressent ici sont les suivantes.

Type U: spectre dynamique en forme de U inversé, dont la branche descendante est souvent juste esquissée; l'excitateur suit un tube de force fermé ou arche magnétique (Maxwell et Swarup: 1958); la Fig. I-2 en donne un exemple.

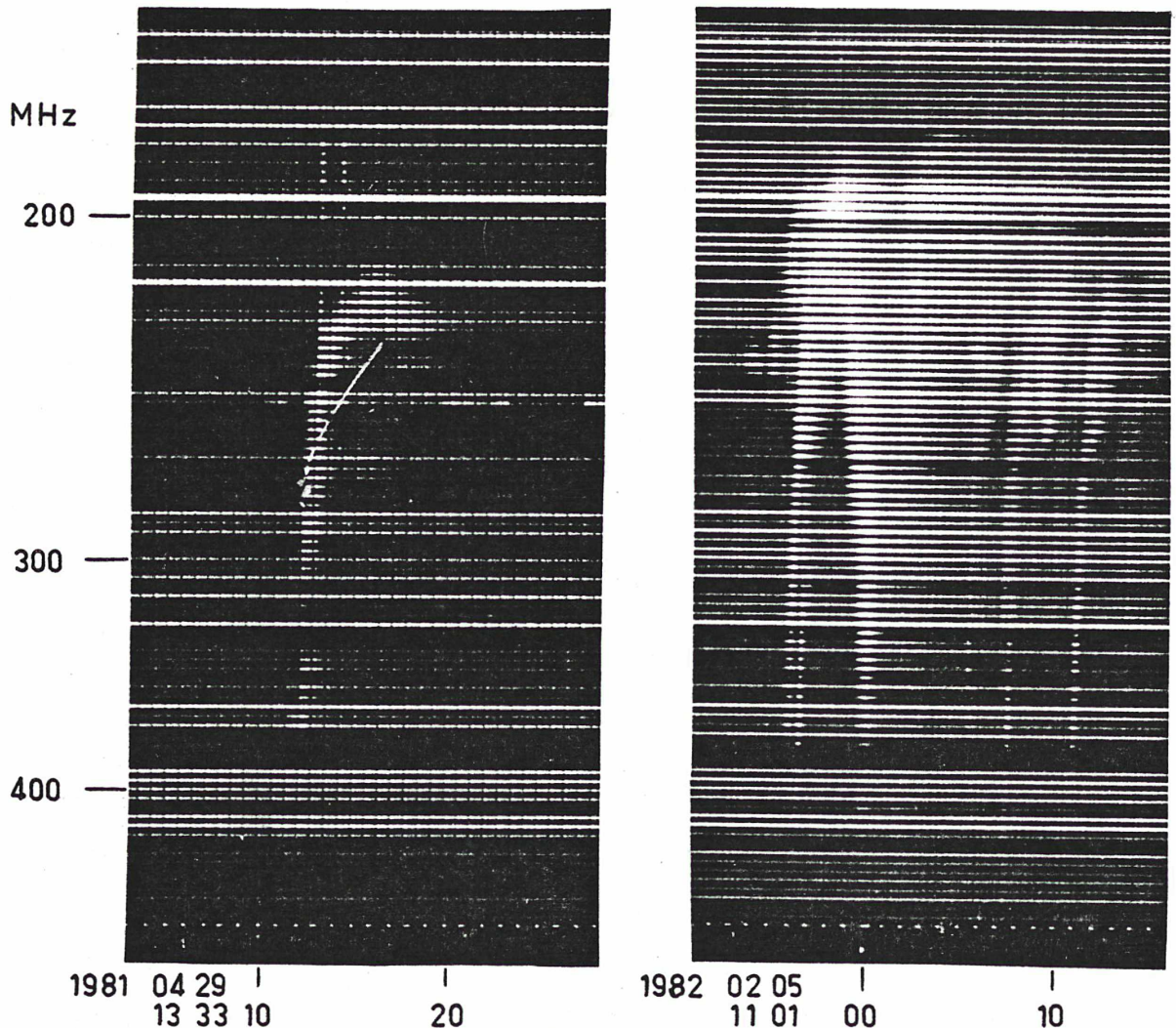


Fig. I-2 Sursauts de type U observés avec le Radio Spectrographe Multicanal Numérique, à Nançay. Le type U de droite est un "type N".

Paire: sursaut double dont la première composante est la plus courte (à fréquence donnée) et dont les 2 composantes sont dans un rapport de fréquence instantané un peu inférieur à 2; ces 2 composantes sont souvent interprétées comme les émissions F (fondamental) et H (harmonique) d'un même faisceau (Wild et al.:1954; Smerd et al.: 1962; Daigne et Møller-Pedersen: 1974; Caroubalos et al.: 1974; Dulk et Suzuki: 1980; Benz et al.: 1982).

Type IIIb: spectre strié, constitué de "doublets" et "triplets", précédant souvent un type III normal; essentiellement observé aux alentours de 50 MHz; a été interprété comme résultant d'une instabilité modulationnelle liée au piégeage des électrons excitateurs dans les premières ondes de plasma très monochromatiques excitées en tête du faisceau (De la Noe: 1974, De la Noe: 1975).

3 Corrélation avec les sursauts X et centimétriques

Les types III observés en haute fréquence se produisent souvent en bonne corrélation avec les sursauts impulsifs observés en rayons X et aux longueurs d'onde centimétriques, qui sont produits respectivement par les rayonnements de bremsstrahlung et gyrosynchrotron des électrons accélérés au coeur des éruptions; on en conclut que les électrons excitateurs des types III d'éruption sont accélérés en même temps que ces électrons là (Stewart: 1978; Kane et al.: 1980; Kane et Raoult: 1981; Kosugi: 1981).

4 Vitesse des électrons excitateurs

La vitesse des électrons excitateurs est bornée aux 2 limites suivantes.

Limite inférieure $\sim 3 \cdot 10^4$ km/s: au dessous de cette vitesse, les électrons sont rapidement thermalisés par collisions sur les ions et de plus les ondes de plasmas sont elles absorbées par effet Landau.

Limite supérieure = $3 \cdot 10^5$ km/s = C.

Ainsi, la vitesse des faisceaux excitateurs est assez bien déterminée, autour de C/3, et elle est à peu près constante pour un type III donné. Elle correspond en première approximation à la vitesse de dérive en fréquence observée, par l'intermédiaire du gradient de densité du milieu traversé par le faisceau.

5 Profil temporel, diamètre apparent et dimensions de la source

Le profil temporel d'un type III à fréquence donnée semble généralement constitué de plusieurs composantes superposées; cependant, les composantes élémentaires ou les rares types III réellement isolés possèdent une durée assez bien déterminée par la fréquence d'observation f et qui varie en $1/f$: typiquement 1 s à 300 MHz et 3 h à 30 kHz. On en déduit une longueur (verticale) de source du même ordre que la distance à la base de la couronne. Pendant que sa durée augmente de 10^4 , le profil temporel de l'intensité à fréquence donnée conserve à peu près la même forme, des plus hautes aux plus basses fréquences. Du fait de cette augmentation considérable de durée, les groupes de sursauts, ou de composantes, ont tendance à se regrouper progressivement des hautes vers les basses fréquences (Fig. I-1).

Le diamètre apparent des sursauts augmente lui aussi à peu près comme $1/f$ et correspond à un angle apparent vu depuis la source de l'ordre du radian.

Ainsi, la source du rayonnement semble avoir des dimensions verticales et horizontales comparables, de l'ordre de la distance à la source du faisceau qui, lui, occupe un volume supérieur ou égal.

6 Altitude apparente

Pour tenir compte d'éventuels effets de propagation du rayonnement radio à travers la couronne, on distingue l'altitude réelle (de la source primaire) et l'altitude apparente (de l'image observée). On estime l'altitude apparente des sursauts radio solaires, et en particulier des types III, à partir de mesures interférométriques, généralement en les comparant à l'activité observée en optique ou en exploitant la rotation du soleil de jour en jour. On constate avec quelque surprise que la plupart des sursauts ont à peu près la même altitude apparente, les types III étant bien dans cette moyenne générale. De plus, dans le cas des types III cette altitude apparente est à peu près indépendante de la position par rapport au centre du disque solaire. Même dans le cas des paires, les 2 composantes, qui peuvent être comparées avec précision, ont généralement des positions très voisines.

Cette altitude typique augmente naturellement vers les basses fréquences, en étant 2 ou 3 fois supérieure à celle du niveau plasma correspondant dans un modèle moyen de couronne; la densité "radio" (fréquence plasma = fréquence d'observation) est 4 à 10 fois supérieure à la densité optique moyenne, et ne se retrouve éventuellement que dans les structures coronales les plus denses.

E Intérêt de l'étude des types III

Les sursauts de type III présentent les intérêts des sursauts radio en général: étude de la couronne facile et permanente, même à haute altitude et devant le disque; compréhension globale de l'activité solaire; physique des plasmas. Ils présentent également un certain nombre d'intérêts plus spécifiques, dont les principaux sont les suivants.

Mesure de la densité locale: même si le mécanisme détaillé de génération des ondes de plasma et du rayonnement électromagnétique est encore incertain, on est à peu près sûr que la fréquence émise est soit la fréquence plasma locale f_p (mode F), soit $2 f_p$ (mode H), à quelques pourcents près (la largeur de bande observée à un instant donné est beaucoup plus grande du fait que la source s'étend sur tout un domaine de f_p); si l'on peut d'une part connaître le mode de rayonnement d'un type III, d'autre part le localiser avec quelque précision ou l'associer à un autre phénomène, on dispose alors d'un intéressant moyen de mesure de la densité locale.

Tracé des lignes de force magnétiques: du fait du guidage des électrons excitateurs par le champ magnétique, les types III constituent des traceurs des lignes de force, de la basse couronne jusque dans le vent solaire; on peut estimer leur trajectoire à partir de leur spectre ou par interférométrie, et la mesurer plus précisément par triangulation si l'on dispose en plus d'un récepteur sur une sonde interplanétaire; on peut alors en déduire des indications sur la structure du milieu, sur le trajet des particules éruptives, sur les relations couronne-vent solaire...

Visualisation des particules énergétiques: les types III permettent de détecter et de suivre les électrons de 10-100 keV produits par les éruptions ou par tout autre mécanisme; la corrélation quelquefois étroite avec les sursauts X et cm est particulièrement intéressante puisqu'elle offre la possibilité d'observer à peu près les mêmes électrons par 3 mécanismes de rayonnement différents.

Phénomène astrophysique général: dès que l'on a une population assez dense et chaude d'électrons suprathermiques quelque part dans un plasma pas trop dense, la simple propagation de ces électrons énergétiques conduit à $\partial f/\partial v \geq 0$ au bout d'une certaine distance; il en résulte une instabilité faisceau-plasma et un rayonnement électromagnétique par un mécanisme semblable à celui des types III.

L'étude des types III a connu un regain d'intérêt avec les observations spatiales, qui ont permis de suivre le rayonnement radio jusqu'à des fréquences beaucoup plus basses qu'auparavant, et d'observer in situ les électrons et les ondes de plasma, le problème physique s'en trouvant d'un coup beaucoup mieux posé. Toutefois, l'interprétation des observations semble sérieusement compliquée par la présence d'effets de propagation considérables. Les observations en haute fréquence souffrent probablement moins des effets de propagation et conservent également l'avantage de permettre l'observation des électrons plus près de leur source d'accélération.

F Les grands problèmes actuels que posent les types III

Le phénomène type III peut sembler globalement à peu près compris mais lorsqu'on cherche à décrire en détail les processus successifs en jeu on se heurte toujours à un certain nombre de difficultés, qui laissent planer un doute sur les interprétations de base, et qui sont fort gênantes lorsqu'on cherche à utiliser les types III comme outil d'exploration de l'héliosphère comme on l'a indiqué au paragraphe précédent. Nous allons passer en revue les principales questions qui se posent à l'heure actuelle, dans l'ordre physique des 3 formes d'énergie successives mises en jeu.

1 Origine et trajet des électrons excitateurs

Les électrons excitateurs des types III d'éruption font-ils partie des premières particules accélérées elles mêmes (que l'on voit en X et cm) ou s'agit-il de particules secondaires? Dans le cas des types III d'orage, l'accélération a-t-elle lieu beaucoup plus haut dans la couronne, par un autre mécanisme?

L'accélération puis la propagation ont-elles lieu près d'une couche neutre?

A-t-on dans la source ou en certains points particuliers de la trajectoire dérivés des électrons perpendiculairement au champ magnétique, permettant par exemple aux électrons de passer de lignes de force fermées à des lignes de force ouvertes?

Comment se situe la trajectoire par rapport aux grandes structures coronales que l'on voit en optique, en particulier par rapport aux grands jets surdenses?

2 Physique de l'interaction faisceau-plasma

L'interaction entre le faisceau et le plasma peut-elle être décrite comme un phénomène essentiellement quasi-linéaire (turbulence faible) avec faisceau "relaxé", ou fortement non linéaire (turbulence forte) avec faisceau "stabilisé"?

Quel est le mécanisme dominant d'amortissement des ondes de plasma?

Quel est le mode électromagnétique rayonné dominant, F, H ou les deux?

3 Propagation du rayonnement électromagnétique

Quel est le mécanisme dominant subi par le rayonnement au cours de sa sortie du milieu coronal: diffusion isotrope sur un grand nombre de petites inhomogénéités ou guidage par réflexions sur un petit nombre de grandes structures divergentes?

Comment et de combien ces effets de propagation affectent-ils l'apparence des sursauts observés (position, diamètre, polarisation, directivité...)?

Les observations spatiales basse fréquence se heurtent au même genre de questions dans le milieu interplanétaire. Cependant les réponses ne sont pas nécessairement les mêmes suivant la distance au soleil, vu que les conditions physiques ambiantes changent énormément de la basse couronne au vent solaire.

Ces divers problèmes sont étroitement imbriqués les uns dans les autres. L'exemple le plus typique est peut-être la connexion qui existe entre la détermination des effets de la propagation, du mode de

rayonnement et des structures coronales où passent les faisceaux: si les faisceaux se propagent dans des structures très denses et étroites, les effets de propagation seront négligeables, et, dans ce cas, la coïncidence des positions des 2 composantes des paires implique qu'elles sont émises sur le même mode; dans le cas contraire, les effets de propagation peuvent être importants et les paires peuvent bien être des paires F-H. Il en résulte qu'il est difficile de résoudre les problèmes séparément. Pour chaque ensemble de questions étroitement liées entre elles, il faut accumuler le maximum de contraintes observationnelles, pour que leur nombre finisse par dépasser le nombre de degrés de liberté à notre disposition; c'est un des principes qui ont guidé notre démarche.

G Des mesures aux résultats- Plan

Les contraintes observationnelles nouvelles que nous apportons dans cette étude proviennent de 2 types d'expériences:

-stéréoscopique, fournissant 2 paramètres entièrement nouveaux, le rapport d'intensité et le décalage en temps des sursauts observés depuis 2 directions très différentes; ces 2 paramètres sont respectivement reliés à la directivité des sursauts et à leur position dans la couronne; ils vont nous permettre d'étudier directement pour la première fois les diagrammes de rayonnement et de tester de façon originale certains effets de propagation;

-spectrographique, fournissant de façon massive des spectres dynamiques précis, à haute résolution temporelle et spectrale; ils vont nous permettre de mener une étude statistique fine des types U, sursauts qui contiennent potentiellement beaucoup d'information sur les mécanismes en jeu et la structure du champ magnétique; l'étude fine des profils temporels va nous renseigner sur la dynamique des ondes de plasma.

Nous décrirons d'abord les instruments utilisés, les grandeurs observées et comment on les a traitées; nous verrons les limites instrumentales, et celles dues à l'ionosphère.

Les contraintes astrophysiques nouvelles apportées par nos observations se répartissent assez logiquement dans les 4 grands domaines suivants, que nous passerons successivement en revue, en partant du rayonnement que nous recevons et en remontant progressivement vers sa source.

Nous présenterons d'abord les principaux résultats des mesures de directivité.

Nous déduirons alors quelques contraintes que les observations de directivité et de décalages en temps apportent aux modèles de propagation coronale.

Nous verrons ensuite comment certains aspects des résultats précédents et surtout la découverte de plusieurs propriétés nouvelles des types U permettent de déduire un certain nombre de conséquences concernant la structure du champ magnétique coronal.

Nous terminerons par une discussion sur l'amortissement des ondes de plasma à partir des propriétés des profils temporels.

Nous ferons la synthèse des indications qu'on peut en tirer sur la structure inhomogène de la couronne, et nous concluerons en suggérant quelques nouvelles lignes d'action possibles.

II OBSERVATIONS

A Expériences Stéréo

1 Historique

- - - - -

On a compris depuis longtemps l'intérêt qu'il y aurait à connaître la forme du diagramme de rayonnement des sursauts solaires. Avant l'ère spatiale, il n'y avait qu'une seule méthode possible: utiliser les variations centre-limbe du nombre ou de l'intensité moyenne des sursauts. Cette méthode est très difficile à mettre en oeuvre car elle requiert une statistique sur un très grand nombre de sursauts et sur une très grande durée. De plus, la courbe que l'on obtient est difficile à convertir en diagramme de rayonnement car elle dépend de la fonction de distribution de l'intensité des sursauts. Enfin, cette méthode ne donne pas réellement le diagramme de rayonnement des sursauts, mais un diagramme élargi par les fluctuations d'orientation par rapport à la direction radiale locale. Ces difficultés sont telles qu'on n'a jamais osé aller jusqu'au tracé d'un véritable diagramme de rayonnement. On a tout juste fait quelques estimations extrêmement approximatives d'ouverture; on a trouvé des diagrammes larges, de plus de 100° d'ouverture dans le cas des types III.

Le seul moyen d'espérer atteindre les diagrammes de rayonnement avec plus de précision est par une méthode stéréoscopique, c'est à dire en observant les sursauts depuis au moins 2 directions différentes simultanément. Les observations terrestres permettent d'atteindre au maximum un angle entre les 2 directions d'observation égal au diamètre apparent de la Terre vue depuis le soleil, soit $17''$. Il est infiniment peu probable de trouver la moindre différence entre 2 directions aussi proches. De fait, lorsqu'on observe les sursauts solaires simultanément en différents points de la Terre, on ne détecte aucune différence d'intensité, à part éventuellement celles dues à l'ionosphère (voir plus loin). Pour obtenir une variation significative sur le diagramme de rayonnement, il est nécessaire que les 2 directions d'observation forment entre elles un angle suffisant, soit au moins quelques degrés. Autrement dit, on a besoin d'observations à faible résolution angulaire avant les observations à haute résolution; et contrairement à ce qui se passe généralement, on a disposé des secondes avant de disposer des premières! C'est l'avènement de l'ère spatiale qui va permettre de disposer

d'observations à grand angle.

C'est à la fin des années 60, avec le début des applications de l'espace à la recherche scientifique et avec les premiers succès de sondes interplanétaires, que l'idée a émergé qu'il serait extrêmement intéressant de monter un récepteur radio à bord de ce genre de sonde. Un tel projet a été proposé, puis conçu et mis en oeuvre par le Département de Recherche Spatiale de l'Observatoire de Paris (DESPA), à Meudon, sous la direction de J.L. Steinberg. Ce fut l'expérience Stéréo 1, réalisée avec l'aide financière du CNES, et lancée par les Soviétiques sur leur sonde martienne Mars 3 en 1971; il s'agissait de la première collaboration spatiale franco-soviétique. C'était un type d'expérience totalement original et l'entreprise était hardie. Mais tout a bien fonctionné. Pendant les quelques 9 mois prévus, le rayonnement radio du soleil a été enregistré à 169 MHz simultanément à bord de la sonde et à Nançay, pendant quelques minutes à 1 heure chaque jour. Devant ce succès, une deuxième expérience a été réalisée à peu près dans les mêmes conditions, cette fois sur 2 fréquences à la fois, plus basses, à 60 et 30 MHz: ce fut Stéréo 5, lancé en 1973, et qui a également bien fonctionné.

2 Description technique

Les 2 expériences Stéréo ont fonctionné à peu près sur le même principe, décrit par Epstein (1974). L'équipement embarqué sur la sonde soviétique était un petit radiotélescope de quelques kg, entièrement fabriqué au DESPA. Il comprenait:

- une antenne de quelques dB de gain, montée sur un panneau solaire de la sonde;
- un préamplificateur à la base de l'antenne, suivi d'un câble coaxial de liaison avec l'intérieur de la sonde;
- un récepteur superhétérodyne
- un contrôle automatique de gain (CAG; → stabilité, précision) à réponse logarithmique (→ grande dynamique);
- un filtre actif basse fréquence;
- un système d'étalonnage automatique à 8 paliers, activé chaque jour en début de manip.

Le système de traitement des données était à la charge des Soviétiques et comprenait:

- numérisation sur 8 bits (256 niveaux) à 8 Hz (Stéréo 1), 4 Hz (Stéréo

5);

- compression de données en temps réel par "ZOP" (zero order predictor);
- stockage provisoire à bord de la sonde, jusqu'à un maximum d'environ 1000 mots par jour en moyenne sur plusieurs jours: intensité, temps (et fréquence sur Stéréo 5) de chaque mot;
- retransmission vers la Terre par télémétrie;
- génération de rubans perforés (Stéréo 1) et de bandes magnétiques au sol (représentant au total $\sim 1 M\emptyset$).

Les expériences ont fonctionné une heure ou deux par jour durant quelques mois, au moment du passage du soleil au méridien de Nançay. Mais lorsque le soleil était très actif, la mémoire disponible à bord était rapidement remplie, et l'on ne disposait alors que de quelques minutes d'enregistrement. Le soleil était enregistré en parallèle à Nançay, sur les mêmes fréquences et avec la même largeur de bande, mais avec des antennes plus importantes, à plus haute cadence et pendant plus longtemps. On disposait de plus à Nançay de spectrographes et d'interféromètres complémentaires décrits plus loin, permettant de connaître assez complètement la nature et l'environnement des sursauts enregistrés par les sondes.

La Fig. II-1 illustre le principe général de l'observation et la chaîne de réception des données, et l'on donne en annexe un tableau synoptique des caractéristiques précises de l'ensemble des instruments utilisés au sol et dans l'espace au cours des 2 expériences Stéréo successives.

Les caractéristiques de la trajectoire des sondes faisaient que "l'angle stéréo" Terre-soleil-sonde restait très faible ($< 3^\circ$) pendant les 3 premiers mois après le lancement; il augmentait ensuite régulièrement pendant les 6 mois suivants que durait l'expérience, jusqu'à plus de 90° . Pendant ce temps, la distance de la sonde à la Terre et au soleil augmentant, et la planète Mars, objectif principal de la mission, approchant, l'information transmise pour les expériences Stéréo se trouvait affectée de trous de plus en plus importants; de sorte qu'on a disposé finalement de moins de données pour les périodes les plus intéressantes où l'angle stéréo était grand. Mais on a pu ainsi vérifier longuement le bon fonctionnement de l'expérience et l'étalonner précisément sur les 3 premiers mois.

Avec Stéréo 1, pendant la phase de décroissance du cycle d'activité

solaire n°20, on a enregistré plusieurs centaines de types III. On en a enregistré plusieurs dizaines, dont plusieurs paires "F-H", au cours d'une journée exceptionnelle, avec une configuration angulaire très favorable.

Avec Stéréo 5, on a enregistré plusieurs milliers de types III et types IIIb (dont beaucoup d'orages), pendant le minimum du cycle n°20.

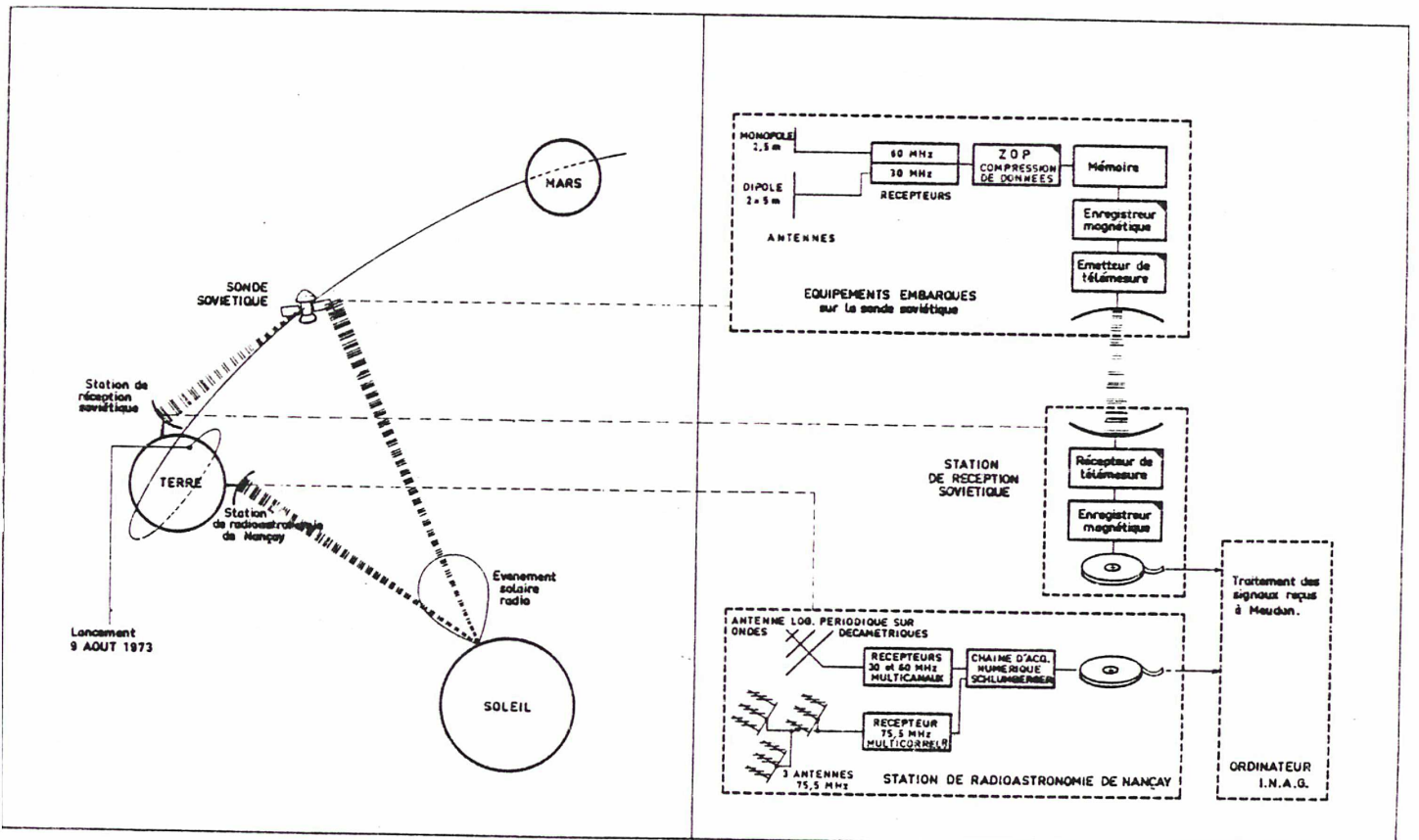


Fig. II-1 Principe des observations et de la réception des données au cours de l'expérience Stéréo 5; les grandes lignes sont également valables pour Stéréo 1.

3 Exploitation des données

Les expériences Stéréo fournissent 2 paramètres observationnels fondamentaux:

- le rapport d'intensité $R = \Phi_S / \Phi_T$ ou $r = \log R$

- le décalage en temps $t = t_S - t_T$

de chaque sursaut entre les 2 observateurs, Terre et sonde.

Φ est une densité de flux ($\text{wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$); le log du rapport est souvent plus commode et statistiquement plus significatif que le rapport.

Les mesures ont été faites au voisinage du maximum, en superposant des tracés très dilatés (1cm/s). A partir du résultat brut d'une mesure, V volts ou t' secondes, il faut effectuer toute une série d'opérations d'étalonnage et de corrections diverses, tenant compte des caractéristiques instrumentales et des positions des 2 observateurs, avant d'arriver à une mesure astrophysiquement significative. On peut résumer ces opérations dans les expressions suivantes.

$$\Phi_S \text{ ou } T = \frac{k}{A_{\text{eff}}} \left(-\frac{d}{1 \text{ UA}} \right)^2 g T_0 \frac{[10^{A(V+B)} + 1]^2 - [10^{A(V_b+B)} + 1]^2}{[10^{A(V_0+B)} + 1]^2}$$

$$t_S \text{ ou } T = a + b h - \frac{d}{C} - t_F$$

avec:

k = constante de Blotzman, C = vitesse de la lumière

A_{eff} = surface effective de l'antenne; dans le cas des antennes sol Stéréo 5 (qui ne poursuivaient pas le soleil), A_{eff} dépendait de la position du soleil: $A_{\text{eff}} = \alpha + \beta h + \gamma h^2$

h = instant (heure) du sursaut

d = distance de l'antenne au soleil

g = gain du préamplificateur au pied de l'antenne

T_0 = température de bruit du niveau de référence V_0

V = valeur brute du signal (volts)

V_b = niveau de base

A, B = paramètres d'étalonnage

a = décalage quotidien de l'horloge

b = dérive de l'horloge

t_F = correction constante pour tenir compte de l'effet du filtre basse fréquence

Le paramètre R fournit le rapport des valeurs du diagramme de rayonnement du sursaut considéré dans 2 directions, mais pour exploiter avec intérêt cette quantité, il faut connaître l'orientation de ce diagramme. Cette orientation est fondamentalement déterminée par celle de la direction radiale passant par la source du sursaut, ou verticale dans le repère local de la source; on essaye donc de déterminer au mieux la position de la source en coordonnées solaires (héliographiques). La valeur de R est affectée par les effets de propagation et par les dimensions de la source: on distingue le diagramme de rayonnement primaire de la source elle-même, directement lié au processus de génération du rayonnement électromagnétique, et le diagramme apparent, à la sortie de la couronne et intégré sur toute la source, que l'on observe.

Le paramètre t fournit la différence des distances de la source à la sonde et à la Terre:

$$d_S - d_T = c \times t$$

dans l'hypothèse d'une propagation dans le vide (en ligne droite et à la vitesse de la lumière). La donnée de t détermine un hyperboloïde de révolution, de foyers la Terre et la sonde, que l'on approxime par le plan tangent au voisinage du soleil. La définition de t est choisie de telle sorte que $t=0$ corresponde au plan passant par le centre du soleil. Mais t peut être lui aussi affecté par les effets de propagation: réfraction, diffusion, retard de groupe...

Les 2 paramètres R et t contiennent donc chacun une double information, sur la source primaire (diagramme et position) et sur les effets de propagation dans la couronne. C'est intéressant mais c'est aussi une redoutable difficulté: il ne sera pas facile de séparer les 2 effets.

4 Effets ionosphériques

L'ionosphère est un milieu réfractant ($f_p \sim 10$ MHz) inhomogène. Elle perturbe donc le rayonnement radio qui la traverse, affectant ainsi les mesures d'intensité et de position effectuées au sol. La scintillation ionosphérique est bien connue dans l'observation des radiosources et des satellites artificiels. Mais les effets ionosphériques ont été longtemps mal connus et négligés dans les observations solaires, pour 2 raisons principales: les sources solaires sont rapidement variables en elle-mêmes (\rightarrow les fluctuations supplémentaires éventuelles dues à l'ionosphère sont difficiles à distinguer) et elles ont de grands diamètres (\rightarrow lissage des

effets ionosphériques).

Pour savoir dans quelle mesure l'ionosphère perturbe l'observation des sursauts solaires au sol, il fallait donc pouvoir comparer à une observation de référence en dehors de l'ionosphère. Les expériences Stéréo, pendant la longue période initiale où l'angle stéréo était faible, ont fourni cette référence (article 4). Les résultats de la comparaison sol-espace sont les suivants.

A 169 MHz (Stéréo 1), on ne détecte aucune différence.

A 60 et 30 MHz (Stéréo 5), on détecte des différences d'intensité aléatoires, plus fortes à 30 MHz où elles peuvent atteindre un facteur 2, avec une constante de temps caractéristique de l'ordre de 10s.

Il en résulte que l'exploitation quantitative des observations solaires faites au sol aux alentours de 50 MHz demande certaines précautions. Il est possible par exemple que les corrélations entre la durée et le temps de décroissance des types III (Aubier et Boisshot: 1972) ou entre les 2 composantes des paires de types III (Daigne: 1975) soient en réalité plus fortes qu'observées, ce qui peut changer pas mal le poids de telles observations et les conclusions qu'on peut en tirer.

A la suite de ces découvertes de Stéréo 5, nous avons cherché d'éventuels effets ionosphériques sur les observations interférométriques aux alentours de 50 MHz. Les résultats publiés en détail par Chen et Shawhan (1978) s'y prêtaient particulièrement bien; nous avons alors constaté que les caractéristiques géométriques des images des sursauts mesurées par ces auteurs (essentiellement diamètres dans 2 directions perpendiculaires) dépendaient de l'heure de la journée! Le phénomène était très probablement dû à l'effet perturbateur des ondes de gravité ionosphériques (article 6).

Bougeret (1981) a montré que ce sont bien les ondes de gravité ionosphériques qui affectent le plus les observations interférométriques. Elles provoquent des fluctuations pseudo-périodiques (~ 20 min) de la position et de la forme des images, observables à plus haute fréquence que les fluctuations d'intensité; elles atteignent plusieurs minutes d'arc à 169 MHz. La Fig. II-2 montre la position du soleil au cours d'une journée donnée, mesurée au moyen de l'interféromètre à 75 MHz construit pour Stéréo 5: l'effet des ondes de gravité y est spectaculaire.

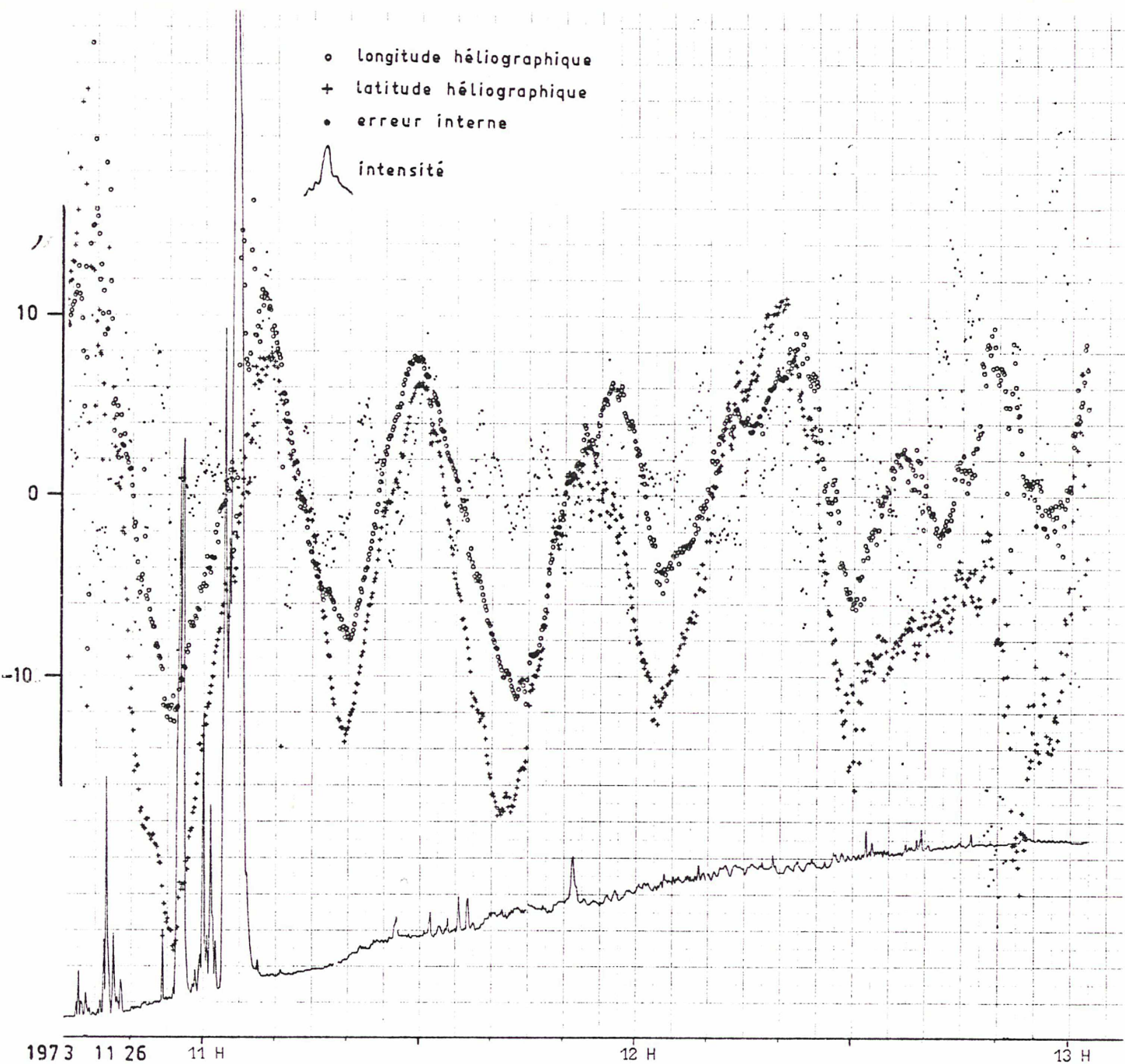


Fig. II-2 Position à 2 dimensions du centre de gravité du soleil, calculée à partir des enregistrements de l'interféromètre triangulaire à 75 MHz utilisé pendant Stéréo 5. Les fluctuations pseudo-périodiques de très grande amplitude sont dues à des ondes de gravité ionosphériques. C'est à partir des données de cet instrument, et en corrigeant des effets ionosphériques, que nous avons pu convertir les rapports d'intensité sonde/Terre en diagrammes de rayonnement.

Meyer (1980) a effectué un calcul analytique exact des divers effets perturbateurs de ces ondes quasi-sinusoïdales, Mercier (1985) en a analysé les propriétés statistiques essentielles et Genova et Aubier (1983) ont clairement mis en évidence leurs principaux effets sur les spectres.

Les effets ionosphériques sur les caractéristiques spatiales et spectrales des sources fixent les limites des observations au sol. Ils sont importants à connaître pour interpréter correctement ces observations. En ce qui concerne la présente étude, nous en avons tenu compte à 2 niveaux.

D'abord dans l'estimation de l'incertitude sur le rapport d'intensité R entre la Terre et la sonde. La moyenne de R, elle, n'est pas biaisée par la scintillation (l'absorption ionosphérique est négligeable ou elle est prise en compte dans la période initiale de 3 mois servant à l'étalonnage général). On a estimé cette incertitude sur une mesure individuelle à :

$$\Delta \log \Phi \sim 0.03 \text{ à } 60 \text{ MHz}, \quad 0.1 \text{ à } 30 \text{ MHz}.$$

L'incertitude sur la moyenne de n sursauts est \sqrt{n} fois plus faible (d'un sursaut à l'autre les effets de la scintillation d'intensité sont largement décorrélés).

Ensuite dans la mesure des positions des sources avec l'interféromètre à 75 MHz (cf. Fig. II-2). Nous avons opéré en 2 temps.

1: Nous avons déterminé pour chaque jour la position du centre de gravité du soleil sans sursaut, à partir du "zéro" moyen des pseudo-sinusoïdes représentant les 2 coordonnées angulaires. Nous avons tenu compte ainsi de la présence éventuelle de régions coronales émissives stables sur plusieurs jours (composante lentement variable) et pouvant éloigner beaucoup le centre de gravité de l'image solaire globale du centre géométrique du disque.

2: Nous avons mesuré la position de chaque sursaut par rapport au centre de gravité précédent, par interpolation entre les périodes sans sursaut situées juste avant et juste après le sursaut considéré.

5 Instrumentation complémentaire au sol

L'identification spectrale des sursauts est indispensable à toute exploitation astrophysique; il faut par exemple pouvoir distinguer sans ambiguïté les types III des types I. La connaissance de la position des sursauts est également cruciale pour l'utilisation des mesures

stéréoscopiques R et t. C'est pourquoi le DESPA a construit tout ou partie des spectrographes et interféromètres suivants, à Nançay.

3 spectrographes multicanaux numériques d'une dizaine de canaux chacun, centrés sur chacune des fréquences d'observation des sondes:

- 169 MHz pour Stéréo 1, alimenté par une antenne parabolique de 6 m sur monture équatoriale, s'étendant sur 20 MHz de bande passante (ancêtre du RSMN) (Bougeret et Poquérusse: 1975);

- 60 et 30 MHz (en plus du précédent) pour Stéréo 5, alimentés par des antennes Yagi fixes de quelques mètres de dimensions, s'étendant chacun sur 1 MHz (Poquérusse et Dumas: 1977).

Ces 3 spectrographes fonctionnaient à peu près sur le même principe que le récepteur sonde, avec CAG, réponse log et étalonnage automatique. Un programme de mesure automatique des paliers d'étalonnage (16 niveaux) permettait de déterminer les paramètres d'étalonnage quotidiens sur chaque voie, à partir desquels un second programme convertissait les données brutes en température d'antenne (ou en densité de flux) et les traçait.

2 interféromètres à corrélation:

- à 169 MHz pour Stéréo 1, constitué avec 3 des antennes du "réseau Est-Ouest", séparées de 100 et 700 m, et donnant une précision sur la position des sources de l'ordre de 1' (Daigne: 1973);

- à 75 MHz (en plus du précédent) pour Stéréo 5, constitué de 3 antennes en triangle séparées d'environ 120m, spécialement construites pour l'occasion; chaque antenne était constituée de 3 Yagis d'environ 2 m chacun, montés sur un réflecteur plan orientable verticalement suivant la déclinaison du soleil; la précision était de l'ordre de 5' en absolu et 1' en relatif (Daigne et al., 1975).

B RSMN..

Le DESPA étant passé maître dans l'art de construire des spectrographes multicanaux, ces spectrographes ayant donné totale satisfaction et ayant prouvé leur intérêt vital pendant les expériences Stéréo, il est apparu judicieux d'entreprendre la construction d'un spectrographe multicanal possédant beaucoup plus de canaux et couvrant une bande spectrale beaucoup plus large, basé sur un principe similaire. C'est pourquoi C. Caroubalos a proposé vers 1975 la construction du Radio Spectrographe Multicanal Numérique comme soutien aux futures expériences spatiales, comme complément fondamental aux 2 autres instruments solaires de Nançay, le Radiohéliographe et le Réseau décimétrique, et comme

instrument de recherche spécifique. L'instrument a été réalisé par le DESPA au cours des années suivantes et est entré en fonctionnement à Nançay en 1980 (Dumas: 1982; Dumas et al: 1982).

Le principe multicanal apporte un gain en sensibilité d'un facteur (nombre de canaux)^{1/2} par rapport à un spectrographe à balayage de fréquence et permet de sélectionner les fréquences d'observation les moins parasitées. La dynamique totale sur les bandes magnétiques est décrite sur 11 bits (2048 niveaux) et couvre la gamme de densités de flux: 0.1 à 10⁶ SU environ (solar unit = 10⁻²² w^m-²Hz⁻¹). La numérisation apporte souplesse, rapidité et précision au traitement des données.

En configuration de routine, l'instrument enregistre 6 à 8 h par jour, entre 470 et 150 MHz:

- 2 voies sur papier;
- 100 voies sur film à 1,5 cm/min (résolution ~0.3 s);
- 32 voies numérisées sur bandes magnétiques à 10 points/s.

La configuration de routine a été récemment étendue en nombre de voies et en bande de fréquence couverte. De plus, il est proposé une amélioration considérable de l'acquisition numérique, avec l'adjonction d'un système de traitement des données en temps réel, dans le cadre du projet ARTEMIS (Bougeret: 1984).

A partir des films on constitue un catalogue de l'activité enregistrée et un atlas photographique des sursauts les plus intéressants; ce catalogue et cet atlas se sont avérés être des outils de travail très précieux. Pour des questions inévitables de coût et de place de stockage, on ne garde des bandes magnétiques comme archive permanente qu'une sélection représentant environ 1/10 de l'information initiale.

C'est à partir de la banque de données de haute qualité fournie par cet instrument que nous avons pu mener les études originales sur les profils temporels des types III et sur les sursauts de types U que nous présenterons plus loin.

Nous avons également utilisé occasionnellement les enregistrements du grand réseau décimétrique de Nançay, couvrant la bande 75-25 MHz.

III MESURE DES DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT

Rappelons que l'observateur extérieur loin du soleil ne voit pas directement le diagramme de rayonnement primaire de la source (lié au mécanisme physique d'émission). Il voit un diagramme apparent, qui dépend du diagramme primaire bien sûr, mais qui est modifié par les effets de propagation dans la couronne. De plus, du fait de l'étendue spatiale de la source, le diagramme apparent est la somme des diagrammes individuels de chaque point de la source. Nous présentons ici les résultats de mesure de ce diagramme apparent (articles 1, 11). C'est l'étape indispensable avant de chercher à remonter plus intimement au coeur de la source du rayonnement.

A Résultats préliminaires avec Stéréo 1; distinction f-h

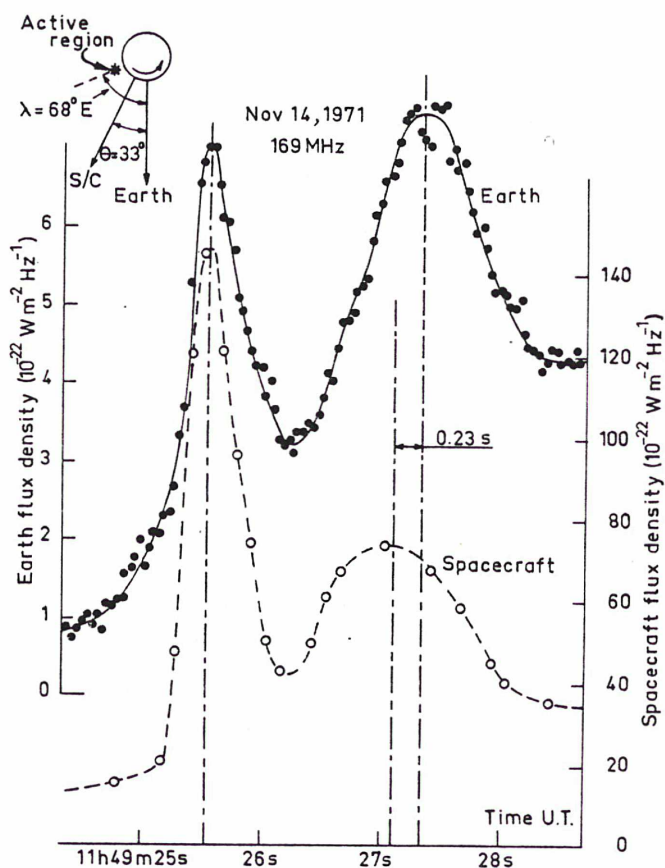
Les premiers résultats de l'expérience Stéréo 1 ont été décrits par Caroubalos et Steinberg (1974). Lorsque l'angle stéréo θ est petit, les sursauts enregistrés sur les 2 voies Terre et sonde sont identiques. Au fur et à mesure que θ augmente, on voit apparaître progressivement des différences d'intensité. Cependant, la forme des sursauts de type III reste à peu près la même sur les 2 voies: il y a similitude des profils temporels. Autrement dit, le rapport d'intensité R est approximativement constant sur tout le profil temporel d'un sursaut. Cela implique que la forme du diagramme de rayonnement ne varie pas beaucoup au cours d'un sursaut donné.

Lorsque les 2 observateurs Terre et sonde ne sont pas très loin de la direction radiale passant par la source (verticale locale), soit à moins de $\sim 30^\circ$, le rapport d'intensité R est assez stable d'un sursaut à l'autre au cours d'une même journée (c'est à dire pour une position donnée du centre actif) et pas très grand, soit ≤ 3 . A l'inverse, lorsque l'un au moins des 2 observateurs est loin de la direction radiale, soit à plus de $\sim 60^\circ$, R est grand et hautement variable; dans ces cas là, la direction de l'observateur le plus éloigné de la direction radiale se trouve probablement au voisinage d'une coupure du diagramme de rayonnement, c'est à dire dans une région où l'intensité émise tend rapidement vers 0 lorsque l'angle par rapport à la radiale augmente. On ne trouve aucune relation entre R et l'intensité des sursauts.

Les résultats les plus intéressants, exposés dans l'article 1, ont été obtenus sur le 711114 (14 nov 1971) où l'on a enregistré sur les 2

voies plus d'une centaine de types III intenses et pas trop mélangés, dont plusieurs paires caractéristiques (exemple en Fig. III-1), bonnes candidates à être des paires fondamental-harmonique (v. prochain chapitre). La plupart des sursauts isolés (non en paire) ont pu être classés en 2 familles correspondant aux 2 composantes des paires. Adoptant la terminologie judicieusement introduite par Daigne et Møller-Pedersen (1974), nous appellerons ces familles f et h pour suggérer qu'il peut s'agir des modes de rayonnement fondamental et harmonique, mais en réservant à cette désignation (en minuscules) un sens purement morphologique; et nous réservons l'appellation F et H (majuscules) aux modes de rayonnement eux-mêmes. La question du mode de rayonnement sera discutée dans le prochain chapitre. La journée du 711114 est également intéressante par la configuration angulaire des 3 directions caractéristiques, Terre, sonde et radiale passant par le centre actif d'où viennent les sursauts: l'angle stéréo est 33° et le centre actif est du même côté que la sonde par rapport à la Terre, à 68° Est. Ces angles sont assez grands pour que l'on puisse bien voir les effets de directivité, et ils ne sont pas trop grands pour qu'on puisse toujours reconnaître les mêmes sursauts sur les 2 voies; de plus, la voie la plus éloignée angulairement du centre actif (la Terre), qui reçoit les sursauts le plus faiblement, est aussi la plus sensible.

Fig. III-1 (Fig.1 de l'article 7) Une des paires f-h caractéristiques enregistrée simultanément sur la Terre et sur la sonde Mars 3 (Stéréo 1). Noter les différences d'intensité et de temps d'arrivée.

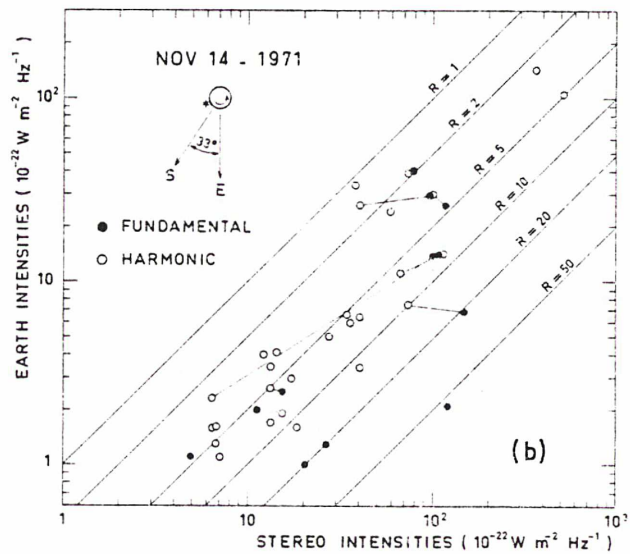


Cette journée faisant partie des cas où l'une des 2 directions d'observation, en l'occurrence la Terre, fait un angle important avec la radiale, on observe un rapport d'intensité grand et très variable d'un sursaut à l'autre. Cette propriété s'applique aux 2 f et aux h, mais la distribution des R est très différente entre les 2 familles. A l'intérieur d'une paire, la composante f est systématiquement la plus directive (R plus grand), et la famille de tous les f, en paire ou pas, est en moyenne plus directive que la famille des h (Fig. III-2). On a :

$$R_f = 2 \text{ à } 57 \quad \text{et} \quad R_h = 1 \text{ à } 10$$

On en déduit que les diagrammes de rayonnement présentent une coupure au voisinage de la direction de la Terre, à environ 70° de la direction radiale. De plus, la coupure du diagramme des sursauts f est plus raide ou plus proche de la radiale que celle des h, c'est à dire que le diagramme de rayonnement des f est plus étroit que celui des h. Nous verrons au prochain chapitre que cette constatation semble indiquer que les paires f-h sont bien des paires F-H.

Fig. III-2 (Fig.3b de l'article 1) Intensités ds types III mesurées simultanément sur la Terre et sur la sonde. Les 2 composantes d'une même paire sont reliées par un trait continu.



B Principe de la méthode utilisée avec Stéréo 5; distinction III-IIIb

On retrouve avec Stéréo 5 globalement les mêmes résultats qu'avec Stéréo 1: R stable pendant la durée d'un sursaut et sans relation évidente avec l'intensité maximum du sursaut; R faible et stable d'un sursaut à l'autre pour les directions proches de la radiale; R grand et variable lorsqu'une des 2 directions d'observation fait un angle important avec la radiale. Mais avec Stéréo 5 nous avons enregistré davantage de sursauts, en particulier grâce à la présence d'orages (qui n'existent pas à plus haute fréquence) pendant lesquels les types III se comptent par centaines; les mesures de R ont ainsi couvert des configurations angulaires beaucoup plus variées qu'avec Stéréo 1, ce qui nous a permis de mettre en oeuvre une autre méthode d'exploitation de ces mesures, beaucoup plus efficace, permettant d'atteindre le diagramme de rayonnement moyen lui-même. Ces résultats seront exposés dans l'article 11; nous en donnons les grandes lignes ici.

Le seul moyen de construire complètement le diagramme de rayonnement d'un sursaut solaire pendant la très courte durée de ce sursaut serait de disposer d'un grand nombre d'observateurs simultanément, répartis à peu près uniformément dans un angle solide au moins égal à 2π stéradians. L'observateur situé sur l'axe central du diagramme $\theta=0$, $\phi=0$ fournirait l'intensité de référence et le diagramme du sursaut serait:

$$I(\theta, \phi) = \Phi(\theta, \phi) / \Phi(0, 0)$$

On est évidemment loin de ce cas idéal. Avec l'expérience Stéréo, on ne dispose que de 2 observateurs, situés dans 2 directions θ_1, ϕ_1 et θ_2, ϕ_2 ; et toute l'information relative au diagramme de rayonnement dont on dispose pour un sursaut individuel tient dans la seule quantité:

$$R = I(\theta_2, \phi_2) / I(\theta_1, \phi_1)$$

qui, prise isolément, ne permet pas de déduire grand-chose sur le diagramme de rayonnement du sursaut considéré. Mais on peut essayer de remplacer le grand nombre d'observateurs par un grand nombre de sursauts différents, observés dans des configurations angulaires source, Terre, sonde très variables. On va pouvoir ainsi tenter de remonter au diagramme de rayonnement moyen.

De plus, on va minimiser le nombre de paramètres en jeu en considérant le diagramme moyen obtenu par rotation autour de la direction radiale passant par la source (= verticale locale ou radiale), que l'on appellera l'axe du diagramme. R ne dépend plus ainsi que des 2 angles:

$$\theta_T, \theta_S = (\text{radiale, direction de l'observateur T ou S})$$

Notons que le diagramme moyen ainsi défini serait exactement le diagramme individuel des sursauts si ce diagramme était constant d'un sursaut à l'autre et avait une symétrie de révolution autour de l'axe radial.

Par suite de la rotation du soleil, la position d'un centre actif donné tourne d'environ 1° pendant les 2 h que dure au plus une observation quotidienne; on peut la considérer comme constante un jour donné. On a donc déterminé la position moyenne des sursauts pour chaque jour d'observation, en distinguant jusqu'à 3 centres actifs différents pour un jour donné. Nous avons bien sûr également distingué les mesures faites aux 2 fréquences d'observation de Stéréo 5, 60 et 30 MHz.

Nous avons effectué des moyennes séparées pour les 2 grandes catégories de types III présentes à ces fréquences, les types III tout court, et les types IIIb. Ces derniers ont un spectre strié en "doublets" et "triplets", avec une séparation typique des stries de 100 kHz; ils précèdent fréquemment les types III "normaux" et leur profil temporel à fréquence fixe est plus impulsif (superposition de plusieurs composantes très courtes) (De la Noe et Boischoy: 1972, De la Noe: 1975). La distinction III-IIIb se faisait à partir des enregistrements Terre et sonde à fréquence isolée, ou à partir des spectrographes multicanaux.

Pour chaque groupe de sursauts ainsi défini, on déterminait les paramètres suivants.

- Moyenne arithmétique $r = \langle \log R \rangle$ (moyenne géométrique de R), pondérée suivant la précision accordée à chaque mesure individuelle (fonction en particulier de l'intensité du sursaut).
- Incertitude Δr sur r , en fonction de l'incertitude sur chaque r et de l'écart-type global des r .
- Angles θ_T , θ_S entre les directions des observateurs et la direction radiale passant par la position moyenne des sursauts. Cette dernière est estimée à partir des mesures effectuées avec l'interféromètre à 75 MHz, à partir de l'association éventuelle avec un centre actif observé en optique (en particulier avec une éruption), et en s'aidant de la rotation soleil lorsqu'on pouvait suivre une même source de sursauts pendant plusieurs jours. Pour séparer les sursauts entre centres actifs différents on s'aidait également des valeurs de R et de t. Les positions étaient repérées en coordonnées héliographiques (longitude, latitude): λ , ϕ pour les sursauts, λ_T , ϕ_T et λ_S , ϕ_S pour les 2 observateurs. On a:

$$\cos\Phi_T = \sin\Phi \sin\Phi_T + \cos\Phi \cos\Phi_T \cos(\lambda - \lambda_T)$$

$$\cos\bar{\Phi}_S = \sin\bar{\Phi} \sin\bar{\Phi}_S + \cos\bar{\Phi} \cos\bar{\Phi}_S \cos(\lambda - \lambda_S)$$

- Incertitude commune sur ces angles $\Delta\theta$, provenant uniquement de l'incertitude sur la position des sursauts.

On obtient ainsi un ensemble de quintuplets $(r, \Delta r, \theta_T, \theta_S, \Delta\theta)_i$, pour chacune des 4 familles correspondant aux 2 fréquences d'observation 60 et 30 MHz, et aux 2 catégories de sursauts, types III et types IIIb. L'indice i correspond à un centre actif donné, un jour donné.

C Première ébauche du diagramme: méthode manuelle

Jusqu'à présent on n'avait aucune idée de la forme des diagrammes de rayonnement des sursauts solaires; aucune mesure n'avait jamais pu être faite, et la double ignorance dans laquelle on se trouve de la forme du diagramme primaire et des effets de la propagation empêche toute estimation théorique. Ce sont les mesures que nous avons effectuées qui fournissent la première information un peu précise sur cette forme. Nous ne pouvons donc utiliser aucune expression analytique a priori: nous devons d'abord estimer à quoi ressemble le diagramme par une méthode manuelle.

Du fait que l'on ne dispose pas de l'intensité intrinsèque des sursauts (définie typiquement par l'intensité dans la direction radiale), il n'est pas possible de reporter directement les résultats de mesure sur un diagramme $\theta, \log I$. Nous avons opéré par approximations successives de la manière suivante. Pour chaque triplet de mesure r, θ_T, θ_S on définit:

$$\theta_1 = \inf(\theta_T, \theta_S) \quad , \quad \theta_2 = \sup(\theta_T, \theta_S)$$

$$r' = r \text{ si } \theta_1 = \theta_T \quad \text{ou} \quad r' = -r \text{ si } \theta_1 = \theta_S$$

On ordonne les triplets suivant θ_1 croissant. Chaque triplet pris dans cet ordre va permettre de faire une nouvelle approximation du diagramme.

Soit $f(\theta)$ une approximation donnée du diagramme, obtenue après utilisation d'un certain nombre de triplets. A partir du triplet suivant:

$$r, \theta_1, \theta_2$$

on reporte le point:

$$\theta_2, f(\theta_1) + r'$$

On modifie alors légèrement le diagramme pour tenir compte de la position de ce nouveau point. On répète cette opération jusqu'au dernier triplet, celui de plus grand θ_2 . Par cette méthode on estime le diagramme de plus en plus précisément en allant des petits angles (près de l'axe) vers les grands. Au départ, on utilise l'approximation d'ordre zéro du diagramme:

$$f(\theta) = f(0) = 0$$

Les 4 diagrammes obtenus sont présentés en Fig. III-3. On constate que la fonction $f(\theta)$ représentant ces diagrammes a les propriétés globales suivantes.

$\theta \leq 20^\circ$: $f \sim a \theta^2$, $a \leq 0$ pour les types III, > 0 pour les types IIIb

$\theta \geq 50^\circ$: $f \sim b + c \theta$, $c \leq 0$

D Affinement du diagramme: méthode numérique

L'ébauche précédente des diagrammes de rayonnement nous conduit à la forme analytique suivante:

$$\log I = f_{a,b,c,\alpha}(\theta) = \frac{\alpha^3 \cdot a \theta^2 + \theta^3 \cdot (b + c\theta)}{\alpha^3 + \theta^3} \quad \text{III-1}$$

approximant une parabole pour θ petit, et une droite pour θ grand, avec la transition vers $\theta \sim \alpha$.

Nous ajustons cette expression aux quintuplets de mesure en minimisant par rapport aux 4 paramètres a , b , c et α la somme suivante, effectuée sur l'ensemble des quintuplets:

$$S(a,b,c,\alpha) = \sum_i e_{a,b,c,\alpha}(\theta_{1i}, \theta_{2i}, \Delta\theta_i, r'_i, \Delta r_i, \theta_{mi}) \quad , \text{ avec:}$$

$$e_{a,b,c,\alpha}(\theta_1, \theta_2, \Delta\theta, r, \Delta r, \theta) = \left[\frac{\theta - \theta_2}{\Delta\theta} \right]^2 + \left[\frac{f_{a,b,c,\alpha}(\theta) - f_{a,b,c,\alpha}(\theta_1) - r}{\Delta r} \right]^2$$

et θ_m = valeur de θ minimisant e .

L'incertitude sur chacun des 4 paramètres p est donnée par:

$$\Delta p = S / (dS/dp)$$

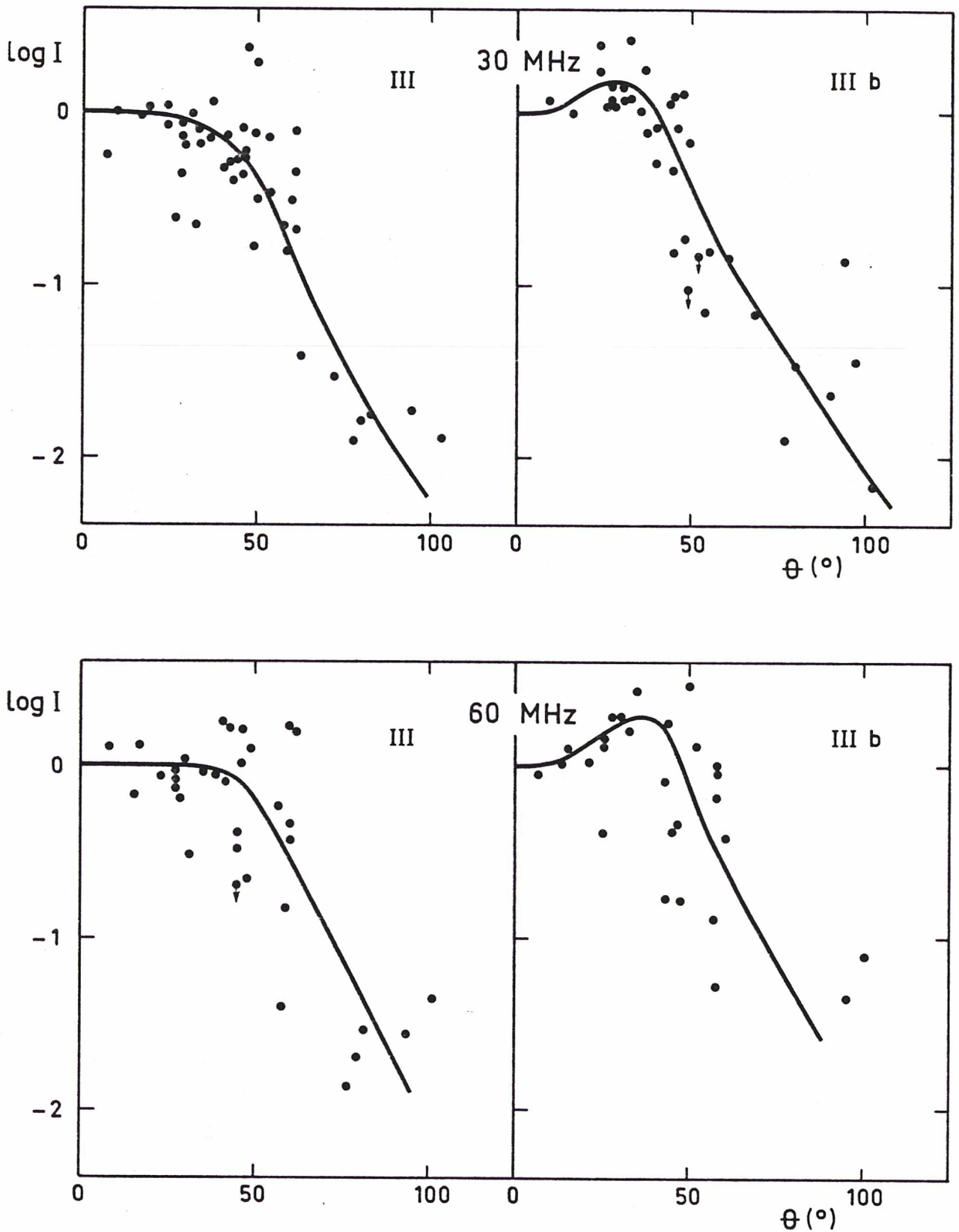


Fig. III-3 (article 11) Les 4 diagrammes de rayonnement construits à partir de l'analyse statistique des rapports d'intensités sonde/Terre des types III observés au cours de Stéréo 5, dans une vaste gamme de configurations angulaires différentes.

E Résultat

Nous avons cherché à ajuster aux quintuplets de mesure une loi de puissance:

$$f(\theta) = a\theta + b\theta^2 + c\theta^3 + d\theta^4 + e\theta^5 + \dots$$

Nous n'avons pas obtenu d'ajustement satisfaisant, à moins d'aller jusqu'à un ordre beaucoup plus élevé que 4 (écarts des mesures à $f(\theta)$ supérieurs aux incertitudes). Par contre, avec l'expression III-1 on arrive à un ajustement satisfaisant. On peut donc considérer comme significative la forme obtenue, parabolique pour θ petit, linéaire pour θ grand.

On constate que les diagrammes sont à peu près les mêmes pour une même catégorie de types III à 60 et à 30 MHz, mais le diagramme des types III est très différent de celui des types IIIb. Pour les types III, on a un maximum simple au centre et une décroissance monotone pour θ croissant. Pour les types IIIb on a un minimum secondaire au centre, un maximum environ 2 fois supérieur au minimum central vers $\theta \sim 30^\circ$, puis une décroissance pour θ supérieur. Au delà d'environ 60° les 2 diagrammes (III et IIIb) sont à peu près identiques; ils présentent une décroissance en:

$$I \propto e^{-\theta / \theta_0} \quad \text{avec } \theta_0 \sim 11^\circ$$

On obtient la largeur totale suivante, à 3 niveaux caractéristiques comptés à partir de l'intensité au centre (en $\theta=0^\circ$):

niveau

$\omega_{1/2}$	$\sim 110^\circ$	$\mp 10^\circ$	pour les III
	120°	$\mp 10^\circ$	pour les IIIb
$\omega_{1/10}$	$\sim 130^\circ$	$\mp 20^\circ$	identique pour III et IIIb
$\omega_{1/100}$	$\sim 190^\circ$	$\mp 40^\circ$	"

F Conséquence sur la proportion III/IIIb en fonction de la longitude

A partir de comptages de sursauts par tranches de longitude, De la Noe (1974) a constaté que la proportion de types IIIb par rapport à celle des types III augmente avec la distance au centre du disque. De la Noe concluait que le diagramme de rayonnement des types III était dirigé vers l'avant, et celui des types IIIb à 90° de la radiale. Nous disposons maintenant des diagrammes de rayonnement eux-mêmes. Nous confirmons qu'il existe une différence importante entre les diagrammes des III et des IIIb, qui correspond bien à l'observation de De la Noe pour θ pas trop grand: le rapport d'intensité IIIb/III croît avec θ jusqu'à environ 30° ; au delà, la statistique de De la Noe n'est plus assez nombreuse pour être fiable.

Ainsi, l'observation de De la Noe s'explique non pas par un diagramme des IIIb dirigé à 90° de la radiale mais à 30° environ seulement. Nous verrons au prochain chapitre ce qu'on peut essayer d'en déduire au sujet du mode de rayonnement et du diagramme primaire.

G Diagramme de rayonnement d'un point de la source

Le diagramme de rayonnement global de la source, que l'on observe à fréquence donnée, résulte de l'intégration sur toute l'étendue de la source du diagramme de rayonnement individuel de chaque point (considéré après propagation). La forme et l'orientation de ce "diagramme ponctuel" varient d'un point à l'autre de la source suivant les paramètres locaux du faisceau excitateur et de la couronne. Ces variations présentent une composante aléatoire liée aux inhomogénéités aléatoires du faisceau et de la couronne, et une composante systématique liée à la variation régulière d'orientation du champ magnétique et de la direction radiale d'un point à l'autre de la source. Nous appellerons diagramme local le diagramme obtenu en moyennant le diagramme ponctuel sur l'épaisseur de la source (extension verticale due aux fluctuations de densité) et sur une petite portion horizontale de façon à éliminer les variations aléatoires; le but de cette opération théorique un peu artificielle est que le diagramme local ainsi défini possède une forme constante et ne présente plus qu'une variation d'orientation régulière d'une extrémité de la source à l'autre. L'orientation du diagramme local dépend alors logiquement à la fois de la direction radiale, par l'intermédiaire du gradient radial moyen de densité, et de la direction du champ magnétique, par l'intermédiaire de la direction du faisceau et de celle des inhomogénéités de densité alignées le long du champ magnétique; il est donc probable que l'axe du diagramme local possède une direction intermédiaire entre ces 2 directions de base. La directivité du diagramme local et son changement d'orientation systématique le long de la source ont une double conséquence: le diagramme de rayonnement global observé est plus large que le diagramme local et la source apparente est plus petite que la source réelle.

Soient $I(\theta)$ le diagramme de rayonnement local, et $B(\theta)$ la distribution de son orientation sur l'ensemble de la source. Nous supposons ces 2 fonctions à symétrie de révolution et gaussiennes, d'ouvertures respectives ω_d et ω_s (d pour diagramme, s pour source). Le diagramme et la distribution de brillance observés sont alors:

$$I'(\theta) = \int B(\theta_1) I(\theta - \theta_1) d\theta_1 = \exp - \left[\frac{\theta^2}{\omega_d^2 + \omega_s^2} \right] = \exp - \left[\frac{\theta^2}{\omega'_d{}^2} \right]$$

$$B'(\theta) = B(\theta) \times I(\theta) = \exp \left[- \theta^2 \left(-\frac{1}{\omega_d^2} + \frac{1}{\omega_s^2} \right) \right] = \exp \left(- \frac{\theta^2}{\omega'_s{}^2} \right)$$

avec:

$$\omega'_d = [\omega_d^2 + \omega_s^2]^{1/2}$$

III-2

$$\omega'_s = [\frac{1}{\omega_d^2} + \frac{1}{\omega_s^2}]^{-1/2}$$

$$\omega_d = [\frac{1 \pm (1 - 4 \omega_s'^2 / \omega_d'^2)^{1/2}}{2}]^{1/2} \omega_d'$$

$$\omega_s = [\frac{1 \mp (1 - 4 \omega_s'^2 / \omega_d'^2)^{1/2}}{2}]^{1/2} \omega_d' \quad \text{III-3}$$

On constate qu'on doit avoir nécessairement:

$$\omega'_d / \omega'_s \geq 2 \quad \text{III-4}$$

et qu'on a 2 valeurs possibles:

$$\omega_d = \omega_1, \quad \omega_s = \omega_2$$

$$\omega_d = \omega_2, \quad \omega_s = \omega_1$$

Les mesures héliographique de diamètre de source ω'_s et stéréoscopique d'ouverture de diagramme de rayonnement ω'_d sont donc étroitement couplées; on a besoin des 2 simultanément pour déduire les valeurs réelles ω_s et ω_d . Et à partir des 2 seules mesures ω_s et ω_d , on ne peut pas distinguer entre une petite source avec un diagramme local large et une grande source avec un diagramme étroit. Jusqu'à présent on ne disposait que de ω'_s . On ne pouvait en déduire qu'une estimation minimum de ω_s . Nos mesures apportent maintenant le 2° paramètre:

$$\omega'_d \sim 110^\circ$$

Les mesures héliographiques en haute fréquence ou spatiales en basse fréquence montrent que le diamètre apparent des types III augmente vers

les basses fréquences, en restant à peu près égal à la distance de la source apparente à la base de la couronne (\sim distance à la photosphère): le diamètre angulaire à mi-intensité des sources vues depuis l'origine du faisceau excitateur est à peu près constant, de l'ordre de 60° (Gergely: 1974; Raoult et Pick:1980; Gary: 1982; Steinberg et al: 1984). Cette ouverture est celle du champ magnétique au sein de la source. L'ouverture correspondante de la direction radiale est plus faible: $\sim 0^\circ$ à la base de la couronne (fréquence d'observation de ~ 300 MHz); $\sim 30^\circ$ à $\sim 1 R_\odot$ ⁽¹⁾ de là (~ 30 MHz). D'après ce qu'on a vu, l'ouverture ω_s de $B(\theta)$ aura tendance à se situer entre les 2 ouvertures des directions radiale et du champ magnétique. Tenant compte de III-4, qui implique:

$$\omega'_s \leq 55^\circ$$

nous arrivons à l'estimation approximative:

$$\omega'_s \sim 50^\circ$$

On en déduit d'après la formule III-3:		solution 1	solution 2
ouverture du diagramme local	$\omega_d \sim$	90°	60°
			ou
dispersion de l'orientation du diagramme local	$\omega_s \sim$	60°	90°

(dans les 2 cas, l'angle sous-tendu par la source réelle depuis l'origine du faisceau, située à la base de la couronne, est un peu supérieur à ω_s)

Nous allons pouvoir discriminer entre ces 2 solutions à partir d'autres types d'observations. L'association des types III avec l'activité optique (essentiellement les éruptions) et avec les sursauts X et cm (Kane et al.: 1980; Kosugi: 1981; Kane et Raoult: 1981) montre que le faisceau d'électrons excitateur provient d'une région très petite par rapport aux dimensions observées des sources radio; on en a conclu que le champ magnétique qui guide les faisceaux d'électrons excitateurs diverge très fortement vers le haut (Mercier: 1975; Dulk et al.: 1979; Kane et al.: 1980); la solution 1, qui donne une dimension de source proche de l'estimation "classique" directe, conduit donc à la même conclusion; la solution 2, qui donne une dimension supérieure, est donc peu probable car elle conduirait à une divergence encore plus forte, peu vraisemblable, du champ magnétique. Par ailleurs, l'extension angulaire des faisceaux

(1) R_\odot = rayon solaire = 7.10^5 km

d'électrons non diffusés mesurée in situ, dans le milieu interplanétaire est plus proche de 60° que de 90° (Lin: 1974).

Un autre type d'argument est fourni par l'observation de Mercier et Rosenberg (1974) qui trouvent que les variations de la position apparente du centre de gravité des types III, avec la longitude du centre optique associé, correspondent à une altitude apparente ($1,34 R$ à 169 MHz) indépendante de la longitude, et très supérieure à l'altitude moyenne du niveau plasma correspondant à la fréquence d'observation. Cette observation implique qu'un observateur donné "voit" une grande partie de la source réelle, comme dans la solution 1 (diagramme large, source étroite). Dans le cas contraire de la solution 2 (diagramme étroit, source large) un observateur ne voit que la partie de la source proche de la direction radiale passant par l'observateur; dans ce cas, la position apparente de la source devient stationnaire près du centre du disque solaire, conduisant à une altitude apparente faible, et varie plus rapidement près des limbes; un tel comportement est tout à fait contraire à l'observation de Mercier et Rosenberg. Une autre observation confirme qu'un observateur donné voit la majeure partie de la source réelle: on constate que le rapport instantané des fréquences des 2 composantes des paires F-H, en particulier de type U, est toujours un peu inférieur à 2 (nous verrons plus loin que cet écart à 2 s'explique par des effets de propagation du rayonnement électromagnétique); si la source était très étendue avec un diagramme étroit, ce diagramme étant différent entre les 2 modes, on observerait sur chaque mode une partie différente de la source et le rapport en fréquence serait très variable, et au moins quelques fois supérieur à 2.

Ces constatations convergent toutes vers la même conclusion: la solution 1 est la plus probable. Compte tenu des irrégularités aléatoires mentionnées précédemment, le diagramme ponctuel est certainement plus étroit que le diagramme local obtenu. Par ailleurs, on a vu aussi que l'orientation du diagramme local varie d'une extrémité de la source à l'autre d'un angle certainement inférieur au diamètre angulaire de la source réelle vue depuis la base de la couronne. On arrive ainsi aux ordres de grandeurs suivants, très approximatifs mais tout de même considérablement plus fiables qu'avant les mesures stéréoscopiques:

- ouverture du diagramme de rayonnement ponctuel (après propagation): $\sim 80^\circ$
- diamètre angulaire de la source vue depuis la base de la couronne : $\sim 70^\circ$

La configuration approximative correspondante est schématisée en Fig. III-4.

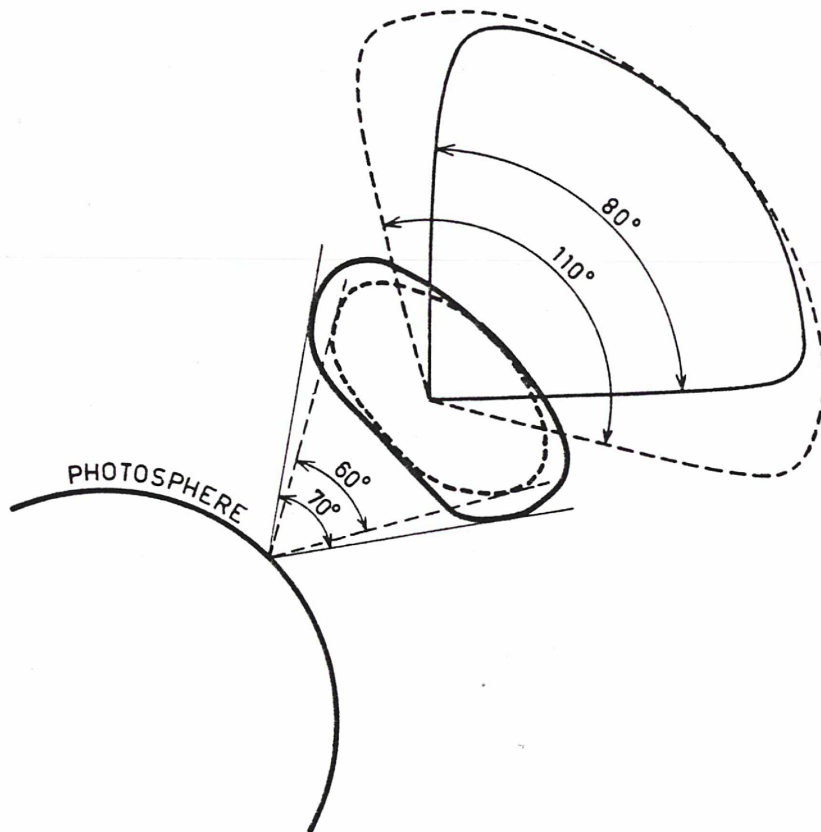


Fig. III-4 Source et diagramme de rayonnement d'un sursaut de type III très schématisés: ordres de grandeurs déduits en haute fréquence des diagrammes de rayonnement obtenus avec Stéréo 5, et des mesures héliographiques de diamètres. Les dimensions et l'altitude de la source par rapport au soleil correspondent à peu près à une fréquence d'observation de 30 MHz.

- source réelle
- - - source apparente (pour un observateur situé sur la radiale passant à peu près par le centre de la source réelle)
- diagramme de rayonnement ponctuel
- - - diagramme de rayonnement apparent global

On peut penser que la source apparente est plus petite que la source réelle, et le diagramme de rayonnement apparent global plus large que le diagramme ponctuel à cause des variations d'orientation du diagramme ponctuel le long de la source.

L'extension verticale importante de la source est liée aux inhomogénéités de densité du milieu coronal.

IV INTERPRETATION DES DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT ET DES DECALAGES EN TEMPS:
PROPAGATION CORONALE ET MODE DE RAYONNEMENT

Nous avons déjà vu que l'aspect observé des sursauts est déterminé à la fois par les conditions d'émission locales et par les conditions de propagation du rayonnement à travers la couronne. Mais la contribution relative de ces 2 phénomènes varie suivant le type des sursauts, suivant les positions relatives source-observateurs, suivant les paramètres observationnels considérés, etc... Il arrive ainsi que dans certains cas l'un des 2 phénomènes domine nettement. Nous allons voir dans ce chapitre comment l'analyse des 2 paramètres observationnels fournis par les expériences Stéréo, R puis t, permet de mettre en évidence certains effets de propagation caractéristiques. Nous verrons aussi que l'importance des effets de propagation est étroitement liée au mode de rayonnement, fondamental ou harmonique, ce qui nous amène naturellement à étudier les 2 aspects, propagation et mode, dans le même chapitre (articles 1, 3, 7, 11).

A Analyse du rapport d'intensité sonde-Terre R

1 A 169 MHz

- - - - -

Nous avons mentionné, au chapitre précédent, l'existence de 2 familles de types III le 711114. Les sursauts de ces 2 familles présentent des caractéristiques systématiquement différentes, en particulier lorsqu'ils sont en paires: les sursauts f ont une durée plus courte, une vitesse de dérive en fréquence plus grande, une altitude apparente légèrement plus élevée et un diamètre légèrement plus petit. Il s'agit donc de 2 classes de sursauts bien distinctes, produites dans des conditions physiques différentes. Ces sursauts sont parfois associés en paires f-h, qui ressemblent à ce qu'on a souvent interprété comme paires F-H (Wild et al.: 1954; Dulk et Suzuki: 1980). De l'écart en temps et des vitesses de dérive en fréquence des 2 composantes d'une même paire, on déduit que le rapport de fréquence instantané est toujours un peu inférieur à 2. Sauf en ce qui concerne l'altitude apparente, ces caractéristiques sont celles qu'on peut attendre de paires F-H, c'est à dire des 2 modes d'émission fondamental et harmonique d'un même faisceau d'électrons excitateur. A fréquence d'observation donnée, le mode H est émis à une altitude supérieure au mode F, là où la fréquence plasma locale

est 2 fois plus faible (densité 4 fois plus faible); le mode H est donc émis après, lorsque le faisceau a parcouru une plus grande distance depuis sa source d'accélération et qu'il s'est donc dilaté dans toutes les directions du fait de la dispersion des vitesses et de la divergence du champ magnétique; la source du mode H est donc plus grosse et dure plus longtemps que celle du mode F; le gradient de densité radial moyen diminuant avec l'altitude, la vitesse de dérive en fréquence du mode H est plus faible; enfin, le rapport instantané de fréquence des 2 modes est théoriquement très proche de 2, mais le retard de groupe supérieur du mode F et l'absorption de la partie basse fréquence du spectre instantané (on reprendra ce dernier point plus loin à propos des types U) conduisent à un rapport apparent un peu inférieur à 2. Il reste apparemment un désaccord entre les caractéristiques des familles f et h, et leur interprétation F, H, qui concerne la comparaison des altitudes apparentes; il est bien connu que la distance apparente entre les 2 composantes d'une même paire est généralement plus faible que la distance entre les niveaux plasma correspondants aux modes F et H et même quelquefois inverse (McLean: 1971); mais on a montré que les effets de propagation du rayonnement radio pouvait en modifier beaucoup la position apparente relative des 2 modes (Riddle: 1972; Leblanc: 1973), et nous verrons plus loin que le modèle de propagation par guidage prévoit des positions F et H analogues aux positions observées des composantes f et h. L'interprétation F-H des paires f-h est donc très plausible. Cependant, elle a parfois été mise en cause (Rosenberg: 1975; Daigne: 1975; Benz et al.: 1982).

Nos observations stéréoscopiques permettent maintenant de comparer la directivité des sursauts f et h. On constate que ce nouveau paramètre est lui aussi systématiquement différent entre les 2 familles: les sursauts f sont toujours plus directifs que les h. Nous allons maintenant rappeler à quelle différence de directivité on peut s'attendre entre les 2 modes F et H.

En couronne purement réfractante, si une source ponctuelle située au niveau plasma f_p émet un rayonnement isotrope à la fréquence f, son rayonnement sort de la couronne à l'intérieur d'un cône d'ouverture totale ω donnée par:

$$\begin{aligned} \sin \omega/2 &= \mu_0 = \text{indice de réfraction à la source} \\ &= [1 - (f_p / f)^2]^{1/2} \end{aligned} \quad \text{IV-1}$$

Si l'on tient compte de la courbure de la couronne, l'ouverture réelle est un peu plus grande. Ces conditions de propagation simples ont été étudiées

en détail par Jaeger et Westfold (1950).

Si $f = f_p$ (mode F), on a $\omega/2 = 0^\circ$;

si $f = 2 f_p$ (mode H), $\omega/2 = 60^\circ$.

Dans les conditions réelles, les dimensions de la source, les écarts à la symétrie sphérique, la diffusion sur les petites inhomogénéités, etc... vont perturber beaucoup ces valeurs théoriques. En particulier, le mode F pourra sortir dans un cône très ouvert, mais certainement plus étroit que pour le mode H. La différence de directivité entre les sursauts f et h correspond donc à celle qu'on attend entre les modes F et H. On a là un nouvel argument important en faveur de l'identification F, H des familles f, h (article 1).

On observe que les variations de R sont corrélées à celles de la position mesurée au sol P (fig. 6 de l'article 1); plus la source est loin du centre du disque, plus l'intensité reçue à Terre est faible. Cette relation s'interprète qualitativement par des variations de position des sources à altitude constante. Nous avons cherché à interpréter quantitativement les valeurs de R observées et leur relation avec P dans le cadre de l'interprétation F, H, au moyen d'un programme de tracé de rayons reproduisant les conditions de propagation en couronne inhomogène (article 3).

Nous avons utilisé différents diagrammes primaires et différentes valeurs des fluctuations de densité aléatoires de la couronne. Le résultat est que les rapports d'intensité R calculés sont toujours plus faibles ou moins variables que les rapports observés. Nous avons ainsi été conduits à introduire des effets de propagation particuliers, en incluant au modèle un grand jet coronal surdense, interposé entre le centre actif et la direction de la Terre. Un tel jet surdense est visible près du limbe Est, sur les observations de la couronne en lumière blanche effectuées 2 jours avant. Nous avons modélisé ce jet par une structure conique surdense, surmontant un grand filament qui entourait à peu près le centre actif. Ce jet surdense coupe le rayonnement dans les directions très inclinées par rapport à la direction radiale, ou le réfléchit vers le haut, de sorte à diminuer l'ouverture du diagramme de rayonnement apparent. Nous avons alors pu reproduire quantitativement les valeurs R observées pour les 2 familles de sursauts, f identifiés à F, et h identifiés à H, ainsi que la relation observée en fonction de la longitude apparente.

Ce résultat confirme l'interprétation F, H des familles f, h, et montre que les jets coronaux surdenses ont des effets de propagation

importants, qui ont pour résultat de couper les diagrammes de rayonnement aux grands angles.

2. A 60 et 30 MHz

Nous allons donner les grandes lignes de ce que l'on peut déduire actuellement de la mesure complète des diagrammes de rayonnement obtenus avec Stéréo 5, sur les types III et les types IIIb, à 60 et 30 MHz (article 11). La similitude des diagrammes entre ces 2 fréquences montre que les diagrammes primaires et les conditions de propagation ne changent pas beaucoup entre les 2 altitudes correspondantes. Ce n'est pas tellement surprenant puisqu'une variation d'un facteur 2 sur la fréquence est négligeable par rapport aux 4 ordres de grandeurs sur lesquels s'étendent les fréquences couvertes par les types III (en admettant une variation extrême de l'ouverture d'un diagramme de rayonnement entre les 2 extrémités du domaine, de 0° à 180° , l'ouverture ne varierait que de 14° entre 2 fréquences dans un rapport 2).

La très nette différence observée entre les types III et les types IIIb n'en est que plus significative; elle correspond à des conditions d'émission et/ou de propagation différentes. Comme types III et types IIIb sont souvent produits ensemble, au cours d'un même orage, dans un même centre actif, les conditions de propagation seraient les mêmes si les conditions d'émission de la source primaire étaient les mêmes. La différence entre les diagrammes implique donc au moins une différence au niveau de la source: diagramme primaire ou mode de rayonnement F/H (et donc diagramme) différent. Cette différence au niveau de la source primaire est bien cohérente avec la différence observée sur les spectres des types III et IIIb.

Que III et IIIb soient émis sur le même mode ou pas, leurs diagrammes primaires sont différents. La similitude des diagrammes apparents au delà d'environ 50° par rapport à l'axe est donc très probablement due aux effets de propagation. Plus les rayons se propagent loin de la direction radiale, plus ils traversent les couches denses de la couronne sur de grandes distances, plus ils ont de chance de rencontrer de grands jets surdenses et plus ils seront marqués par les effets de propagation. Il est donc naturel d'admettre que la partie centrale des diagrammes apparents porte une trace assez directe des diagrammes primaires, alors que la partie loin de l'axe ne porte plus que la trace des effets de propagation.

Le maximum vers 30° de l'axe du diagramme apparent des types IIIb fait penser au cône de réfraction limite qu'on observerait en couronne à symétrie sphérique et purement réfractante (formule IV-1). En effet, le cône lui même est une caustique où s'accumulent les rayons issus de la source à environ 90° de la radiale. En réfraction pure, l'intensité émise sur le cône est infinie, mais dès que l'on introduit les dimensions finies de la source ou un peu de diffusion, le rayonnement s'étale au delà et l'on ramène l'intensité maximum à une valeur finie. Il est donc tentant de rapprocher un tel diagramme théorique du diagramme observé pour les types IIIb. De l'ouverture observée du cône d'intensité maximum, on déduit en inversant la formule IV-1, le rapport de fréquence:

$$\frac{f}{f_p} = \frac{1}{[1 - \sin^2 30^\circ]^{1/2}} \sim 1,15 \quad \text{IV-2}$$

Une telle valeur peut correspondre à une émission sur le mode fondamental $f = f_p$ en présence de fluctuations de densité: seule la partie du rayonnement émise par les zones les plus denses s'échappe vers l'extérieur et l'on obtient un rapport $\langle f \rangle / \langle f_p \rangle > 1$.

Cette discussion est à rapprocher d'une observation faite par Stewart (1974) sur les types U en paires F-H. Cet auteur a montré que le rapport des fréquences des 2 composantes F et H est nettement inférieur à 2 et vaut $\sim 1,8$ (dans les paires de types III non U le rapport est encore plus faible). Il interprète cet écart à 2 par des effets de propagation sur le mode F; il suppose que les faisceaux excitateurs de types U se propagent dans des tubes de force magnétiques sousdenses, dont l'extension verticale correspond à une gamme de densités qui détermine la largeur de bande; en conséquence, la partie basse fréquence de cette bande émise sur le mode F est absorbée au cours de la propagation, alors que sur le mode H tout passe. Il en résulte un rapport de fréquences apparent moyen $\ll 2$. Cette observation est extrêmement intéressante car il y a peu de manières de l'interpréter autrement; cependant, il nous paraît aussi peu justifié d'admettre que les types U se propagent dans des tubes sousdenses que d'admettre que les types III se propagent dans des tubes surdenses! Il est plus probable que la coupure basse fréquence du mode F soit simplement liée aux fluctuations de densité importantes, présentes partout dans la couronne, et qui contribuent beaucoup à la largeur de bande instantanée du sursaut: le rayonnement issu des zones sousdenses est absorbé. Ce phénomène agit pareillement sur les types U et sur les types III en général. La valeur mesurée par Stewart correspond à:

$$\langle f \rangle / \langle f_p \rangle = 1,1$$

ce qui est comparable à la valeur IV-2. Il est donc tentant de conclure que rapport de fréquence dans les paires F-H de types U et cône d'intensité maximum des types IIIb sont 2 manifestations des mêmes fluctuations de densité coronales.

Si l'on admet que l'absorption n'affecte pas beaucoup plus que la moitié inférieure de la bande d'émission F, le décalage observé de l'ordre de 10% du centre de gravité de cette bande d'émission implique des fluctuations de densité d'au moins 20%. D'un autre côté, cette amplitude de fluctuation est limitée à environ 100% par la largeur de bande observée de l'émission H, de l'ordre d'un facteur 2.

La longueur caractéristique de ces inhomogénéités, quant à elle, doit être assez petite pour que le rayonnement issu des zones sousdenses soit effectivement absorbé et non guidé vers l'extérieur. Nous allons voir un peu plus loin que les inhomogénéités de dimension horizontale $\sim 10^4$ km ont la propriété de guider le rayonnement vers l'extérieur, et que les inhomogénéités plus petites auront davantage tendance à absorber le rayonnement.

De toutes ces considérations on déduit que les fluctuations de densité requises auront typiquement une amplitude et une longueur caractéristique:

$$\varepsilon = \Delta N_e / N_e \sim 50\% \quad d \sim 10^3 \text{ km}$$

Cependant, d'après les résultats des calculs de propagation en couronne diffusante de Steinberg et al. (1971), les inhomogénéités ont également tendance à émousser le maximum d'intensité sur le cône de réfraction limite. Il est donc probable que la source primaire elle-même émette davantage de rayonnement à 90° de l'axe radial que dans l'axe.

On arrive à l'interprétation possible suivante des diagrammes apparents observés:

- types III: émission sur le mode H, avec un diagramme primaire isotrope ou dirigé vers l'avant;
- types IIIb: émission sur le mode F, avec un diagramme primaire présentant un maximum à 90° de la radiale (avec symétrie de révolution autour de cet axe).

Ces modes de rayonnement et ces diagrammes correspondent à ce qu'ont proposé Smith et De la Noe (1976) à partir de considérations théoriques basées sur l'aspect des spectres des types III et des types IIIb.

B Analyse du décalage en temps sonde-Terre t

Nous poursuivons ici l'analyse des types III f et h observés au cours de Stéréo 1, le 711114. Après avoir étudié le comportement de R, nous étudions maintenant celui du décalage en temps sonde-Terre t (article 7).

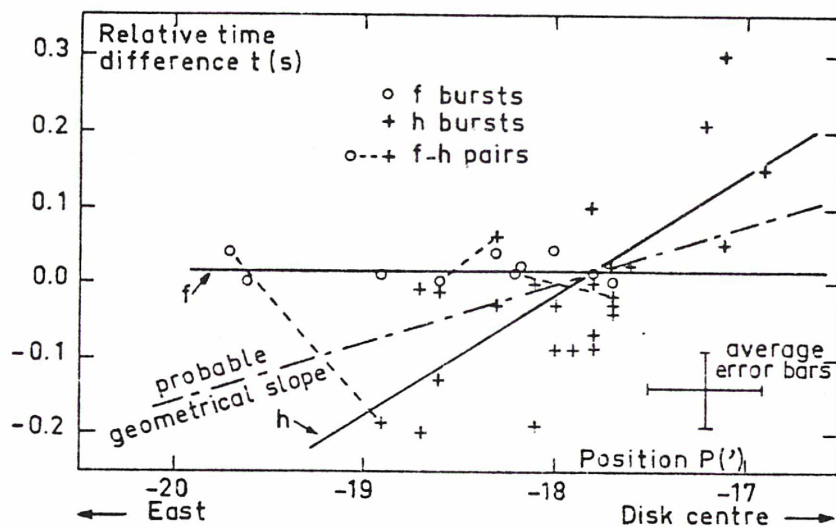


Fig. IV-1 (Fig. 2 de l'article 7) Décalage en temps sonde-Terre des types III observés avec Stéréo-1 le 711114, en fonction de la position observée depuis la Terre. Noter le comportement très différent des 2 familles.

Nous retrouvons de nouveau une distinction très nette entre les 2 familles. Les t_h présentent une dispersion totale de l'ordre de 0,4 s et leurs variations sont corrélées à la position P mesurée au sol (tout comme l'étaient les variations de R): plus les sursauts sont loin du centre du disque, plus ils sont vus tard sur la Terre. Par contre, les t_f présentent une dispersion très faible, inférieure à 0,1 s, et sont indépendants de la position (fig. IV-1). Nous avons dans un premier temps cherché à rendre compte de ces variations de t et P avec un modèle purement géométrique, sans effet de propagation.

Nous supposons que la source est ponctuelle et que le rayonnement se propage en ligne droite à la vitesse de la lumière dès son émission. La position à 1 dimension Est-Ouest P mesurée à Terre détermine un plan dans lequel se trouve la source; les différentes valeurs de P déterminent des plans parallèles. Le décalage en temps t détermine un hyperboloïde de révolution, de foyers la Terre et la sonde, lieu des points dont la différence des distances à la sonde et à la Terre vaut $C \times t$. On vérifie que cet hyperboloïde passe près du soleil, où on l'approxime par son plan tangent. Les différentes valeurs de t déterminent des plans parallèles. Les 2 séries de plans (P) et (t) forment entre eux un angle déterminé par la configuration géométrique Terre-soleil-sonde, qui vaut 21° pour la journée considérée. La donnée de P et t détermine donc une droite de direction fixée, sur laquelle se trouve la source.

Nous avons calculé la position de toutes les droites (P, t) dans un plan perpendiculaire à leur direction commune. Nous trouvons une dispersion de l'ordre de $0,4 R_\odot$ (rayon solaire) pour les f et de $0,8 R_\odot$ pour les h , beaucoup plus grande que celle qui correspondrait aux erreurs de mesure. Ces dispersions sont invraisemblablement grandes, alors que la dispersion réelle des sources ne peut être que plus grande encore, puisque les sources n'ont aucune raison de se trouver dans un plan perpendiculaire aux droites calculées. Ces droites forment un angle de 47° par rapport à la radiale; si les sources sont toutes dans un même plan horizontal, leur dispersion réelle est $1/\cos 47^\circ = 1,5$ fois plus forte. On n'a jamais observé de telles dispersions à 169 MHz, en 1 heure d'observation parmi des types III clairement associés à un centre actif bien localisé. On observe même un écart de $0,6 R_\odot$ entre les 2 composantes d'une même paire (fig. III-1)! Dans le cadre de l'interprétation F-H, ces composantes sont émises par un même faisceau à 2 altitudes différentes, séparées par $\sim 0,1 R_\odot$ seulement; il faudrait des lignes de force magnétiques presque horizontales pour produire un écart de $0,6 R_\odot$ entre les 2 niveaux; on ne peut imaginer cela que pour des types U, alors que les spectres observés sont bien des spectres de types III, à dérive en fréquence bien typique des types III. Même si l'on rejette a priori l'interprétation F-H, il est clair que les 2 composantes sont physiquement liées et ont une origine commune; de plus, les positions apparentes sont toujours à peu près les mêmes; les sources des 2 composantes d'une même paire sont donc de toute façon beaucoup plus proches que les $0,6 R_\odot$ apparents déduits des décalages en temps.

En prenant le problème en sens inverse, et en calculant les valeurs P et t qu'on observerait pour une dispersion vraisemblable des sources, on constate que l'on devrait observer une relation entre P et t intermédiaire entre la constance de t_F et la dépendance de t_H en fonction de P .

On est donc amené à abandonner l'hypothèse de la propagation dans le vide. Le premier effet va être d'introduire un retard de groupe, croissant vers les grandes longitudes. On va donc observer une pente dt/dP plus grande qu'en propagation dans le vide. On peut s'attendre à des différences de l'ordre de 0,1 à 0,2 s qui rendent bien compte de ce qu'on observe pour les h . Mais l'effet devrait être plus grand encore pour les f alors qu'on observe l'inverse! Va-t-il falloir abandonner l'interprétation F-H qui expliquait si bien les observations jusqu'à présent? Cela ne résoudrait pas notre problème pour autant. Il semble de toute façon que les sursauts f subissent des effets de propagation qui diminuent le retard de groupe lorsque la longitude apparente augmente. Il y a une solution simple: les variations de position ne sont pas dues à des variations de longitude réelle, à altitude constante, mais à des variations d'altitude, à longitude constante. Dans ce cas, la source la plus loin du centre du disque est la plus haute, donc celle qui subit le retard de groupe le plus faible. Les variations correspondantes du retard de groupe sont toujours d'environ 0,1s, ce qui est le bon ordre de grandeur pour rendre compte des variations "anormalement" faibles du décalage en temps t des sursauts f .

Nous interprétons la source f observée à une altitude variable comme une image apparente, située beaucoup plus haut que la source primaire, résultant d'une focalisation intense du rayonnement vers le haut, donc l'observateur situé loin de la radiale ne reçoit qu'une faible partie, par diffusion (fig.IV-2). On est donc finalement conduit à admettre des effets de propagations encore plus importants pour les f que pour les h , ce qui confirme de manière inattendue et spectaculaire l'identification F-H ! L'altitude apparente de l'image, celle où le rayonnement sort de la couronne dans un grand angle solide (et continue alors à peu près en ligne droite), n'est plus tellement déterminée par l'altitude réelle de la source primaire, mais par la fréquence du rayonnement et par les conditions exactes de propagation. Pour un H , le rayonnement sort assez vite, et forme une image proche de la source primaire. Au contraire, le rayonnement d'un F subit au départ des effets de réfraction intenses qui le focalisent sur une distance de l'ordre de l'échelle de longueur en densité, dans une direction opposée au gradient de densité. Lorsque la

source primaire se trouve sur le bord d'un jet surdense, le gradient de densité peut faire un angle important par rapport à la verticale. Le cheminement du rayonnement à travers la couronne, plus ou moins guidé par les structures surdenses, va donc dépendre d'un "pseudo-diagramme primaire", résultant de la première étape de la propagation, sur une distance correspondant à une diminution de densité de l'ordre d'un facteur 2. L'image apparente observée va ainsi être très sensible à la position précise de la source primaire par rapports aux structures surdenses. Les variations importantes de l'altitude apparente que l'on observe sont engendrées par de faibles variations de position de la source primaire.

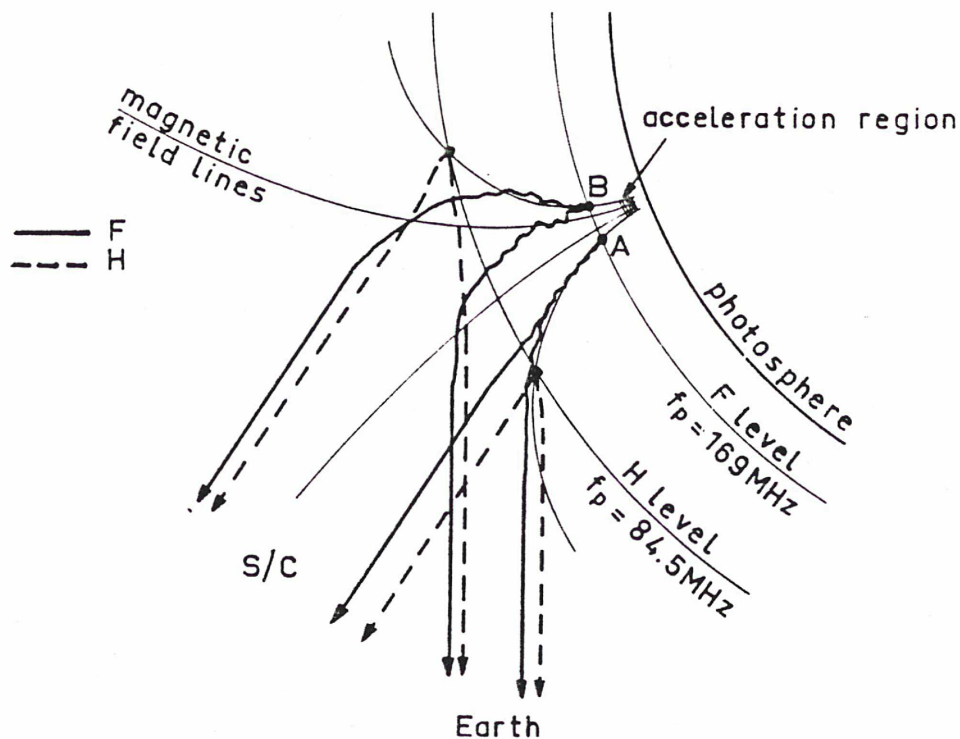


Fig. IV-2 (fig.5 de l'article 7) Propagation du rayonnement radio à travers la couronne suivant le mode d'émission. L'image apparente sur le mode F est considérablement relevée par rapport à la source primaire, par guidage du rayonnement vers le haut; et le chemin plus long parcouru par le rayonnement issu de la source B par rapport à la source A est compensé par le retard de groupe plus faible.

Heyvaerts (1975) a montré que les caractéristiques de la source F étaient largement imposées par le transfert du rayonnement au sein des inhomogénéités de densité locales. Nous ajoutons ici que les effets de propagation plus loin de la source ont une influence considérable sur la source apparente; on observe une image formée par réfraction-diffusion loin au dessus de la source primaire et probablement beaucoup plus grosse; de plus cette image est très sensible à la configuration des grandes structures surdenses que rencontre le rayonnement au cours de sa sortie de la couronne, en direction de l'observateur.

C Conséquence: modes F-H et effets de propagation importants

Les contraintes, à peu près universellement admises, sur les positions relatives des 2 composantes des paires f-h, et sur l'altitude apparente des types III en général, donnent schématiquement le choix entre les 2 grandes possibilités suivantes:

- les types III sont produits dans de grands jets surdenses, les effets de propagation sont négligeables et les 2 composantes des paires correspondent au même mode, probablement H;
- les types III sont produits en dehors des grands jets surdenses, les effets de propagation sont importants et les 2 composantes des paires correspondent aux modes F et H.

Nos observations stéréoscopiques apportent les éléments nouveaux suivants:

- la différence de directivité entre f et h correspond à celle qu'on attend entre F et H;
- les diagrammes de rayonnement apparents peuvent difficilement s'expliquer sans effets de propagation;
- les temps de propagation des composantes f impliquent qu'on n'en voit qu'une source apparente située loin au dessus de la source réelle.

Il apparaît ainsi hautement probable que les paires f-h sont des paires F-H, que la coïncidence des positions apparentes des 2 composantes et les altitudes apparentes élevées proviennent d'effets de propagation importants, et que les sursauts ne sont donc pas produits dans les grands jets surdenses.

Nous allons donc maintenant revoir quelles ont été les grandes étapes dans la modélisation des effets de la propagation coronale du rayonnement radio, et nous discuterons plus en détail du modèle de propagation par guidage qui semble le plus apte à rendre compte à la fois des résultats anciens et de nos propres résultats.

D Propagation par guidage

Pendant longtemps on a considéré que la propagation du rayonnement était dominée par sa diffusion sur un grand nombre de petites inhomogénéités isotropes (Fokker: 1965; Steinberg et al.: 1971; Riddle: 1974; Leblanc: 1974) ou allongées radialement (Riddle: 1972). Ces modèles ne rendaient compte que partiellement des positions relatives des paires f-h interprétées comme paires F-H, et des altitudes des types III en général. Bougeret, Steinberg (1977) ont proposé un modèle de propagation avec guidage du rayonnement, par des inhomogénéités infiniment allongées le long du champ magnétique, pour rendre compte à la fois du grand diamètre apparent et de la haute directivité des sursauts de type I: le rayonnement est issu de sources situées à l'intérieur de "fibres" surdenses et est réfléchi un petit nombre de fois sur les fibres avoisinantes avant de sortir en ligne droite dans le milieu interplanétaire. Pour résoudre complètement le problème des positions apparentes, Duncan (1979) a considéré qu'il fallait recourir à un modèle de propagation offrant un véritable guidage du rayonnement vers le haut. Il a proposé que les sources des types III soient situées au sein de tubes sousdenses; le rayonnement est guidé à l'intérieur d'un tube par réflexions successives sur les parois, comme dans un guide d'onde, tant qu'on a:

$$\cos \theta > \frac{\mu_2}{\mu_1} = \left[\frac{1 - (f_{p2}/f)^2}{1 - (f_{p1}/f)^2} \right]^{1/2} = \left[\frac{1 - N_{e2}/N_e}{1 - N_{e1}/N_e} \right]^{1/2}$$

ou:

$$\sin^2 \theta < \frac{N_{e2}/N_{e1} - 1}{N_e/N_{e1} - 1}$$

avec:

θ = angle entre la direction du rayonnement et celle du tube

f = fréquence du rayonnement

f_{p1} , f_{p2} = fréquences plasma à l'intérieur et à l'extérieur du tube

N_e , N_{e1} , N_{e2} = densités correspondant à f, f_{p1} , f_{p2}

Par exemple, un rayonnement incliné à $\theta = 30^\circ$ par rapport à l'axe du tube, dans un tube $N_{e2}/N_{e1} = 3$ fois moins dense que le milieu environnant,

sera réfléchi jusqu'à l'altitude où la densité est devenue $N_e/N_{e1} = 9$ fois plus faible qu'à l'émission du rayonnement supposée sur le mode F. Le rayonnement sort donc de la couronne à une altitude plus élevée que le

niveau plasma des zones surdenses, et d'autant plus élevée que la direction moyenne du rayonnement est proche de celle des tubes (~ radiale). C'est un mécanisme très efficace pour relever les positions apparentes des sursauts mais il n'était pas clair pourquoi le rayonnement ne se serait produit qu'à l'intérieur de tels tubes. Finalement, Robinson (1983) a calculé les effets de la propagation en utilisant un modèle certainement plus proche de la réalité et qui rend bien compte des altitudes apparentes telles qu'on les observe. Robinson reprend l'idée de Bougeret, Steinberg d'une couronne constituée d'un fond continu rempli de fibres surdenses alignées le long du champ magnétique; mais il considère, pour le cas des types III, que le rayonnement est généré de façon uniforme à l'intérieur de tout le volume globalement occupé par le faisceau, et que les fibres surdenses ne représentent qu'une faible fraction du volume coronal total; dans ces conditions, le rayonnement issu des fibres surdenses représente la même faible fraction du rayonnement total. La majeure partie du rayonnement, issu des régions situées entre les fibres, est très efficacement guidé par ces structures vers le haut. Il est intéressant de remarquer l'aspect paradoxal de ce modèle, qui en fait sa force: la faible fraction de rayonnement qui est issu des zones surdenses est moins efficacement guidé que le rayonnement de même fréquence issu des zones sousdenses et sort donc de la couronne à une altitude moins élevée alors qu'il a été émis à une altitude plus élevée!

Le gros avantage du modèle de Duncan-Robinson par rapport aux modèles précédents avec diffusion du rayonnement sur un grand nombre de petites inhomogénéités est qu'il rend beaucoup mieux compte de l'altitude systématiquement très élevée de tous les sursauts radio et de la quasi-coïncidence des 2 composantes F et H d'une même paire. Il semble aussi probable qu'il puisse expliquer la constance approximative de l'altitude apparente des sursauts en fonction de la longitude héliographique (Mercier et Rosenberg: 1974), mais le calcul reste à faire pour s'en assurer. C'est également ce modèle qui rend le mieux compte de nos résultats: nature F-H des paires, coupure des diagrammes de rayonnement aux grands angles, et image apparente des composantes F loin au dessus de la source primaire.

Robinson utilise des fibres extrêmement denses (25 fois le milieu environnant) et n'occupant qu'une très faible fraction du volume total (< 1%); les réflexions du rayonnement sur les fibres peuvent se produire jusqu'à une altitude très élevée mais elles sont rares. En fait, il est probable que la couronne est également remplie de fibres moins denses et

plus resserrées sur lesquelles les réflexions se produiront jusqu'à une altitude moins élevée mais seront plus nombreuses. Il est intéressant d'estimer a priori l'ordre de grandeur des effets d'une structure coronale fibreuse suivant les paramètres caractéristiques des fibres. Nous allons faire cette estimation en simplifiant le modèle au maximum et en supposant que toutes les fibres sont identiques. En tenant compte des caractéristiques observées des sursauts, en particulier de l'ouverture du diagramme de rayonnement que nous avons mesurée, nous en déduirons les contraintes générales sur ce modèle.

Lorsqu'un rayon est réfracté par une fibre, sa direction conserve le même angle θ par rapport à l'axe de la fibre mais subit une rotation d'un angle ϕ autour de cet axe. Nous considérerons que ϕ prend une valeur aléatoire entre 0 et 180° lorsque le paramètre d'impact est inférieur à $d/2$, où d est la largeur efficace (\sim diamètre) des fibres; ϕ reste nul lorsque le paramètre d'impact est supérieur à $d/2$. Nous considérerons de plus que le rayonnement interagit avec les fibres de cette manière uniformément, du niveau plasma (fréquence plasma inter-fibre = fréquence du rayonnement considéré) jusqu'à un niveau critique où l'interaction cesse brusquement, et où le rayonnement sort de la couronne en ligne droite jusqu'à l'observateur. Nous définissons ce niveau critique comme celui au dessus duquel le rayonnement n'est plus réfléchi par les fibres ($\Phi=180^\circ$ sous ce niveau, $\Phi=0^\circ$ au dessus) pour un paramètre d'impact nul, c'est à dire celui où les indices de réfraction dans et hors fibre sont dans le rapport $\sin \theta$.

L'angle θ entre le rayonnement et les fibres a tendance à diminuer avec l'altitude à cause du double effet de focalisation vers le haut: par le gradient de densité moyen et par la divergence générale des structures (des fibres), certainement supérieure à la divergence des directions radiales; θ moyen diminue également du fait que le rayonnement à grand θ est plus absorbé que le rayonnement à petit θ . Cependant, la diffusion sur les petites inhomogénéités aléatoires (toujours présentes, en plus des fibres) tend au contraire en permanence à isotropiser le rayonnement; il est ainsi possible que s'établisse un régime stationnaire au cours de la montée du rayonnement entre les fibres, avec un angle θ relativement constant. En tout état de cause, nous appellerons θ l'angle moyen du rayonnement par rapport aux fibres dans tout le domaine d'interaction (= entre niveau plasma et niveau critique). Comme la distribution du rayonnement en fonction de l'angle par rapport à la radiale à la sortie de

la couronne n'est autre que le diagramme de rayonnement (à quelques petites corrections près), nous prendrons comme valeur de θ la demi-largeur à mi-hauteur du diagramme de rayonnement que nous avons mesurée.

Soient D la distance moyenne des fibres, α leur facteur de surdensité, H l'échelle de hauteur en densité commune aux fibres et au milieu inter-fibre et h la différence d'altitude entre le niveau plasma et le niveau critique.

Le rapport de densité entre le niveau plasma et le niveau critique est:

$$\beta = e^{\frac{h}{H}} = \frac{\alpha - 1}{\sin^2 \theta} + 1$$

La projection horizontale du libre parcours moyen du rayonnement (entre 2 interactions avec des fibres) est:

$$l = \frac{D^2}{d}$$

Le nombre moyen d'interactions d'un rayon avec les fibres (entre le niveau plasma et le niveau critique) est:

$$n = \text{tg } \theta \frac{h}{l} = \text{tg } \theta \text{ Log } \beta \frac{H d}{D^2}$$

La dispersion horizontale subie par le rayonnement lorsqu'il atteint le niveau critique est:

$$L = \sqrt{n l} = \sqrt{\left(\text{tg } \theta \text{ Log } \beta \frac{H}{d} \right) D}$$

Du diagramme de rayonnement que nous avons mesuré, nous déduisons que la demi-ouverture à mi-hauteur du diagramme local (d'un point de la source) est $\sim 45^\circ$; on en déduit que l'angle moyen par rapport à l'axe du diagramme, que l'on assimile à l'axe des fibres, est:

$$\theta \sim 30^\circ$$

Par ailleurs, le facteur de surdensité apparent que l'on déduit de la comparaison entre la couronne optique moyenne et l'altitude moyenne observée des sursauts est:

$$\beta \sim 10$$

On en déduit:

$$\alpha \sim 3$$

Cette valeur suppose que le nombre d'interactions par rayon n est ≥ 1 . On peut envisager des valeurs supérieures à condition que le nombre d'interactions moyen par rayon n soit ≤ 1 ; c'est ainsi que Robinson peut utiliser une valeur nettement supérieure ($\alpha = 25$). Mais nous cherchons ici à rendre compte des propriétés des types III en ayant recours à des fluctuations de densité minimums; de plus, ce n'est qu'avec $n \geq 1$ que l'on a un guidage "complet" du rayonnement; c'est donc cette valeur minimum de α que nous adoptons dans la suite.

La contrainte suivante est fournie par le diamètre apparent des sursauts. Nous avons vu, à partir de l'analyse des décalages en temps, que dans le cas des composantes F le diamètre apparent est probablement essentiellement imposé par la propagation du rayonnement; en conséquence, dans le cas plus général des composantes H où les effets de propagation sont plus faibles, ces effets ne sont tout de même pas négligeables; on peut penser que les effets de propagation seuls donneraient pour les H un diamètre seulement un peu plus faible que le diamètre de la source primaire, soit $\sim 2'$. Mais l'étude la plus directe et la plus précise des propriétés spatiales des sources a été faite par Raoult, Pick (1980). Ces auteurs observent 2 phases de durées à peu près équivalentes au cours d'un sursaut: le diamètre est d'abord à peu près constant, puis il augmente régulièrement, d'environ un facteur 2 au total. Cette augmentation ne peut guère s'interpréter que par l'augmentation du diamètre de la source primaire elle-même (et non par des effets de propagation); mais, à l'inverse des auteurs, nous proposons d'interpréter le diamètre constant de la première phase comme étant le diamètre minimum imposé par la propagation, qui reste constant tant que le diamètre de la source primaire est plus petit; l'ordre de grandeur ($\sim 2'$) est tout à fait ce qu'on peut attendre d'effets de propagation qui doivent relever les sources de quelques minutes d'arc. Cette interprétation est confirmée par l'augmentation de ce diamètre minimum initial des sursauts avec la distance au centre du disque, qu'on observe sur la Fig.4 des auteurs précédents pour les sources simples. Nous considérerons donc que la propagation à travers les fibres conduit à un étalement horizontal du rayonnement de l'ordre de:

$$L \sim 2' \sim 10^5 \text{ km, soit } L \sim H.$$

Remplaçant L par H dans les expressions précédentes, on obtient:

$$n \sim (\operatorname{tg} \theta \operatorname{Log} \beta)^2 , \text{ et}$$

$$\frac{D^2}{d} = \frac{H}{\operatorname{tg} \theta \operatorname{Log} \beta}$$

soit avec les valeurs adoptées:

$$n \sim 2 \quad \text{et} \quad \frac{D^2}{d} \sim H$$

avec la contrainte que le volume total des fibres soit faible, c'est à dire:

$$d \ll D$$

Si on utilise le "coefficient de remplissage" déduit de mesures optiques par Leroy et Treillis(1974) ou Allen (1975) (voir chapitre VII), on a:

$$\left(\frac{D}{d} \right)^2 \sim 10$$

d'où:

$$d \sim H / 10 \sim 10^4 \text{ km} , \quad D \sim H / 3 \sim 3.10^4 \text{ km}$$

Les inhomogénéités de dimensions horizontales beaucoup plus petites ne guideront pas le rayonnement F aussi efficacement pour la raison suivante. Si la distance entre les fibres est très petite devant l'échelle de hauteur H, le rayonnement F subit un grand nombre de réflexions sur ces fibres au voisinage du niveau plasma; de plus, ces réflexions s'opèrent avec un angle d'incidence moyen élevé du fait que les 2 effets de focalisation du rayonnement dans la direction des fibres (\sim radiale), par le gradient de densité radial et par la divergence des fibres, ne jouent pas sur des échelles $\ll H$. On peut même s'attendre à ce qu'à petite échelle la turbulence basse fréquence empêche la formation d'une structure fibreuse cohérente parallèle au champ magnétique, auquel cas il n'y aurait aucun guidage à petite échelle et l'absorption serait encore plus efficace.

Un autre facteur encore peut contribuer à l'absorption relativement plus forte à petite échelle qu'à grande échelle du rayonnement issu des zones sousdenses: c'est l'augmentation de la fraction de volume total occupé par les zones sousdenses, c'est à dire l'augmentation du coefficient de remplissage $1/k$, jusqu'à ~ 1 .

E Conclusion

Nos observations stéréoscopiques renforcent beaucoup l'interprétation F-H des paires, l'interprétation F des types IIIb, et le modèle de propagation par guidage entre les jets coronaux surdenses divergents. Elles permettent de plus de tenter une estimation de certaines inhomogénéités coronales, dont nous rediscuterons au chapitre VII.

V STRUCTURE MAGNETIQUE DES REGIONS OU SE PROPAGENT LES FAISCEAUX D'ELECTRONS EXCITATEURS

Dans le champ magnétique coronal moyen (~ 1 G) le rayon gyromagnétique des électrons subrelativistes qui génèrent les types III est extrêmement petit (~ 1 m) devant les dimensions caractéristiques des grandes structures coronales. La dérive perpendiculaire aux lignes de force magnétique est donc très faible, si bien que l'on considère généralement que les faisceaux d'électrons excitateurs de types III (ou types U) sont guidés par les lignes de force de façon très rigide. Ces faisceaux sont donc d'excellents traceurs des lignes de force, ou plutôt des tubes de force magnétiques. On peut essayer de suivre la trajectoire de ces faisceaux à partir des mesures de position de la source du rayonnement radio, par interférométrie et par l'étude des décalages en temps stéréoscopiques, ainsi que par l'étude du spectre dynamique. C'est ce que nous avons pu faire de plusieurs manières et que nous décrivons dans les articles 7, 8 et 10. Nous allons voir dans ce chapitre les résultats auxquels nous sommes arrivés, concernant les 2 grands types de structures que l'on peut distinguer d'après leurs rôles assez différents dans la dynamique générale de l'atmosphère solaire: structures ouvertes vers le milieu interplanétaire (types III) et structures fermées, en arches (types U).

A Structures ouvertes

L'interprétation des décalages en temps sonde-Terre t , mesurés sur les types III F et H du 711114 avec Stéréo 1 (article 7), nous a amenés au chapitre précédent à certaines conclusions concernant les propriétés des effets de propagation. Nous allons voir ici qu'on peut également en tirer une conclusion importante concernant la structure du champ magnétique.

Nous avons vu que les variations de positions apparentes des F sont essentiellement dues à des conditions de propagation variables, liées à de faibles déplacements de la source primaire. C'est la seule manière simple et plausible d'expliquer que les décalages en temps t_F soient très constants. Les variations de position apparente des H proviennent, elles, essentiellement des variations de position réelles de la source primaire. Or les modes F et H correspondent à 2 coupes à altitudes différentes du tube de force magnétique suivi par un faisceau. La dispersion des positions des sources primaires F et H correspond donc à la dispersion spatiale des différents tubes de force aux 2 altitudes correspondantes.

Ceux-ci sont donc beaucoup plus resserrés en bas qu'en haut.

La réunion des tubes de force correspondant aux différents types III issus d'un même centre actif forme un tube de force global dont la section au niveau de la région d'accélération correspond à l'étendue horizontale de cette région. Les distances typiques au centre du soleil des sources primaires F et H à 169 MHz sont de l'ordre de 1,1 et 1,3 R_☉ (ou plus bas pour les H, suivant l'importance des effets de propagation). Si les lignes de force magnétiques étaient toutes purement radiales (prolongement passant par le centre du soleil), le rapport de longueur entre les coupes du tube de force global aux 2 altitudes F et H serait de l'ordre de 1,2. Or il faut un rapport plus grand que 2 pour expliquer nos observations. On en conclut que le champ magnétique au dessus du centre actif considéré présente une divergence géométrique nettement plus grande que la simple divergence radiale.

Mercier (1974) était arrivé à un résultat analogue en étudiant la dispersion des positions à l'intérieur de groupes compacts de sursauts; mais il devait faire l'hypothèse que les faisceaux générant un groupe de sursauts étaient tous produits au départ à l'intérieur d'un volume très petit; ici, grâce à l'analyse des t, nous le démontrons. Dulk et al (1979) ont depuis obtenu des résultats analogues, par des considérations proches de celles de Mercier.

B Structures fermées

Nous allons voir d'abord ce qu'une analyse statistique des groupes de types U nous a permis de déduire quant aux structures magnétiques fermées qui guident les faisceaux excitateurs (article 8). Nous relaterons ensuite la découverte d'une nouvelle forme de type U, qui nous permettra d'aller plus loin encore dans l'analyse des structures magnétiques fermées (article 10).

1 Types U

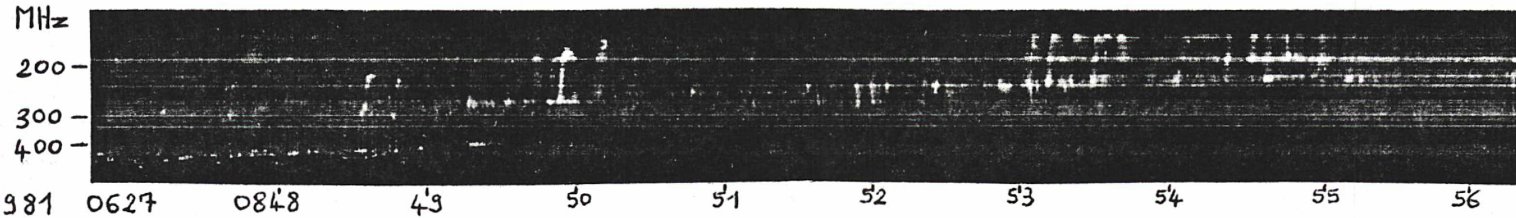
Le 810627 le RSMN a enregistré une chaîne de types U exceptionnelle, durant plusieurs minutes et présentant 2 caractéristiques remarquables (fig. V-1a): le sommet des types U (fréquence minimum) dérive régulièrement vers les basses fréquences et les types U sont ancrés sur une chaîne de types I qui dérive elle même vers les basses fréquences. De

plus cette chaîne est associée à une forte éruption, à un sursaut de type II observé à plus basse fréquence et à une éjection de masse coronale.

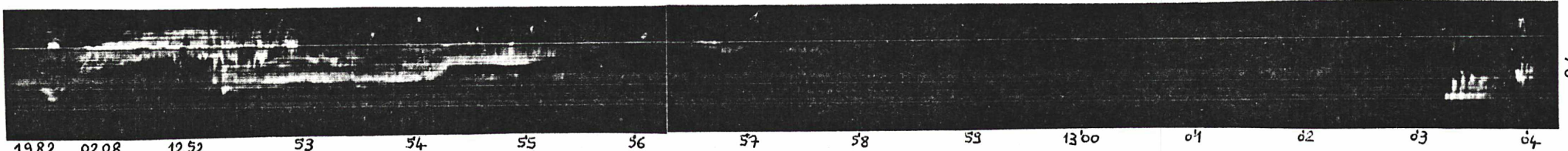
Nous avons constaté, sur les enregistrements du RSMN et sur ceux du grand réseau décamétrique de Nançay, que ces diverses caractéristiques, très accentuées pour cet événement exceptionnel, se retrouvent fréquemment, plus ou moins marquées, dans bon nombre de groupes de types U (la fig. V-1 en montre 2 autres exemples). En particulier, ceux-ci sont souvent associés à des types I à leurs pieds et/ou à des types II dans leur voisinage.

En ce qui concerne le comportement de la fréquence du sommet des différents types U à l'intérieur d'un groupe, nous avons recherché, à l'intérieur de chaque groupe étudié, le sous-ensemble de types U dont les sommets présentent le meilleur alignement possible sur le spectre dynamique $\log f, t$. Pour chaque groupe de types U, cet alignement définit une vitesse de dérive en fréquence df/dt . Nous avons fait cette statistique sur 38 groupes de types U. La grande majorité des vitesses de dérive sont négatives (dérive vers les basses fréquences). Nous avons converti ces df/dt en vitesse linéaire verticale, en km/s, au moyen d'un modèle typique de densité de la couronne; on constate que dans la majorité des groupes de types U les sommets dérivent à des vitesses de 0 à 1000 km/s, typiques des transitoires coronaux.

On en conclut que les types U ont tendance à se produire dans les arches coronales en expansion: les faisceaux d'électrons générant les différents types U d'un même groupe sont injectés dans le même tube de force, lequel s'élève progressivement dans la couronne; la densité en son sommet diminue, entraînant la dérive régulière observée vers les basses fréquences des sommets des types U successifs. L'association de la grande chaîne de types U du 810627 avec une éjection de masse coronale n'est donc que la mise en évidence frappante, grâce à des circonstances particulièrement favorables, d'une situation assez générale. Et l'on comprend alors pourquoi les types U sont souvent associés à des types II, ces derniers étant eux-mêmes fréquemment associés à des transitoires coronaux, vraisemblablement par l'intermédiaire d'ondes de choc.



a - (Fig. 1 de l'article 8) Très longue chaîne de types U ancrée sur une chaîne de types I, elle même dérivant vers les basses fréquences. Cet événement remarquable est associé à une éjection de masse coronale observée par la sonde interplanétaire Solwind.



b - (Fig. 7a de l'article 8) Ici, le groupe de types U présente les 2 modes de rayonnement, fondamental et harmonique. Il est précédé d'un intense type II, lui-même fondamental-harmonique, visualisant une onde de choc qui précède l'arche magnétique en expansion.

c - Chaîne isolée à dérive très régulière.

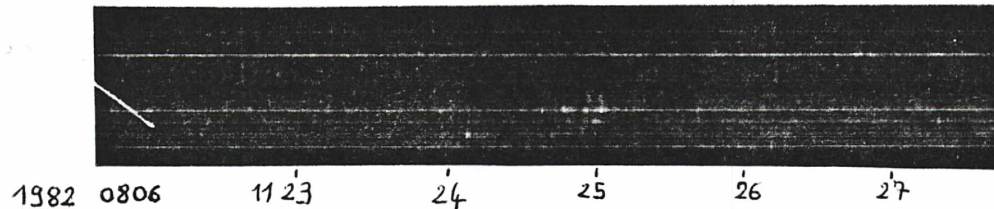


Fig. V-1 Groupes de types U dérivant régulièrement vers les basses fréquences, enregistrés avec le RSMN, visualisant des arches magnétiques en expansion.

En fait, cette conclusion est assez surprenante puisqu'aux altitudes en jeu la grande majorité des arches coronales sont à peu près stationnaires (sinon stables) sur plusieurs heures au moins. Ce paradoxe est à rapprocher d'un autre, soulevé depuis longtemps: pourquoi aux fréquences supérieures à ~ 100 MHz observe-t-on plus de types III que de types U, alors qu'aux altitudes correspondantes (basse couronne) la majorité des lignes de force magnétiques sont fermées ? Une fois que l'on admet que les types U ne peuvent se produire que dans les arches en expansion, pour quelque raison à éclaircir, comme les arches en expansion sont rares on comprend alors que les types U soient moins fréquents que les types III.

On est donc conduit à une question clé: pourquoi les types U ne peuvent que difficilement se produire dans les arches stationnaires? L'association fréquemment observée avec des types I va nous fournir un indice. Les types III sont eux aussi fréquemment ancrés sur des chaînes de types I, et cela est connu depuis longtemps. Aubier et al. (1978) en ont proposé l'interprétation suivante.

Les sursauts de type I sont produits par des électrons dont la vitesse est essentiellement perpendiculaire au champ magnétique, comme dans la théorie de Mangeney et Veltri (1976). D'autre part les lignes de force du champ magnétique dans lequel ils se trouvent divergent vers le haut. Il s'ensuit que le vecteur vitesse des électrons va progressivement s'orienter parallèlement aux lignes de force, par conversion $v_{\perp} \rightarrow v_{//}$. Lorsque $v_{//}$ est assez grand, $\partial f / \partial v$ devient ≥ 0 dans un certain domaine de vitesse et l'on a démarrage d'un type III. Nous avons vu au paragraphe précédent que le champ magnétique dans les régions à types III présente effectivement une forte divergence. Dans cette conception, types I et types III successifs sont produits par les mêmes électrons.

Inspirés par ces idées, faisons les 2 hypothèses suivantes:

- 1) les électrons énergétiques constituant la source des faisceaux excitateurs de types U (tout comme de types III) sont tels que: $v_{\perp} \gg v_{//}$;
- 2) les arches coronales stationnaires sont à peu près parallèles (section et intensité du champ magnétique constants des pieds au sommet) et les arches en expansion sont divergentes (section croissante, champ décroissant vers le sommet).

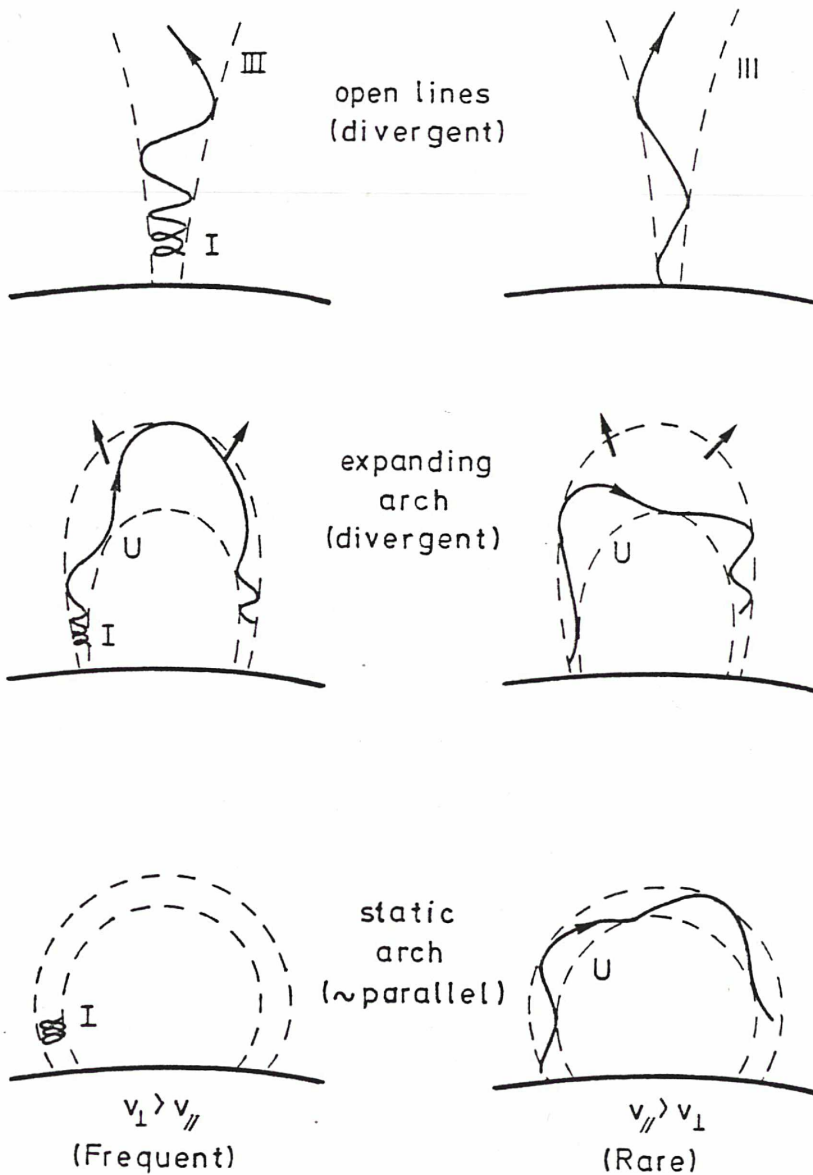


Fig. V-2 (Fig. 9 de l'article 8) Illustration schématique de l'influence de la géométrie des lignes de force magnétiques sur la génération des types III, pour 2 types de sources d'électrons différentes. Le mécanisme de conversion $v_{\perp} \rightarrow v_{\parallel}$ ne joue qu'en structure magnétique divergente. Ce modèle rend compte très simplement de la production privilégiée des types U dans les arches en expansion.

Ces 2 hypothèses permettent de rendre compte très complètement de nos observations. En effet, il en découle que les sources d'électrons énergétiques situés dans les arches stationnaires ne sont capables de produire que des types I: v_{\perp} reste $\gg v_{\parallel}$. Par contre, les sources situées dans les arches en expansion sont capables de produire les deux: d'abord des types I près de la source; ensuite, on a conversion $v_{\perp} \rightarrow v_{\parallel}$ et l'on obtient un faisceau dirigé propice à la génération d'un type U. La fig. V-2 illustre ce mécanisme.

De plus, ces 2 hypothèses paraissent vraisemblables au vu des arguments suivants.

- Hypothèse 1: On ne sait pas actuellement par quel processus précis les électrons sont accélérés, mais on pense qu'ils sont accélérés dans un petit volume; les électrons qui ont un petit v_{\parallel} restent plus longtemps à l'intérieur de ce "volume d'accélération" que les autres; ils sont donc susceptibles de recevoir davantage d'énergie. Par ailleurs, les sursauts impulsifs X et centimétriques indiquent que les premiers électrons accélérés sont piégés dans des arches magnétiques compactes, basses; il est possible que les faisceaux générateurs de types III soient formés par les électrons de ces sources qui après dérive perpendiculaire aux lignes de force se retrouvent sur des lignes de force ouvertes; or, les électrons à grand v_{\parallel} initial sont tout de suite arrêtés par collisions dans la chromosphère; seuls les électrons de grand v_{\perp} auront le temps de dériver et d'atteindre des lignes ouvertes. Une autre possibilité encore est celle du modèle d'accélération par rayonnement maser gyromagnétique de Sprangle et Vlahos (1983); dans ce modèle, l'accélération fournit directement un rapport v_{\perp}/v_{\parallel} élevé.

- Hypothèse 2: Les photographies d'arches coronales en rayons X ont tendance à suggérer que la majorité des arches ont une section à peu près uniforme, mais que lorsqu'une arche est en expansion rapide elle est plutôt divergente. Il est d'ailleurs assez naturel que les arches en expansion soient divergentes puisque lorsqu'on a une éjection de masse coronale, la vitesse d'ascension a tendance à être plus élevée en tête du phénomène, plus lente derrière; il s'ensuit que les tubes de force magnétiques s'élargissent vers le haut, alors que leur section à la base, imposée par le champ photosphérique, reste constante.

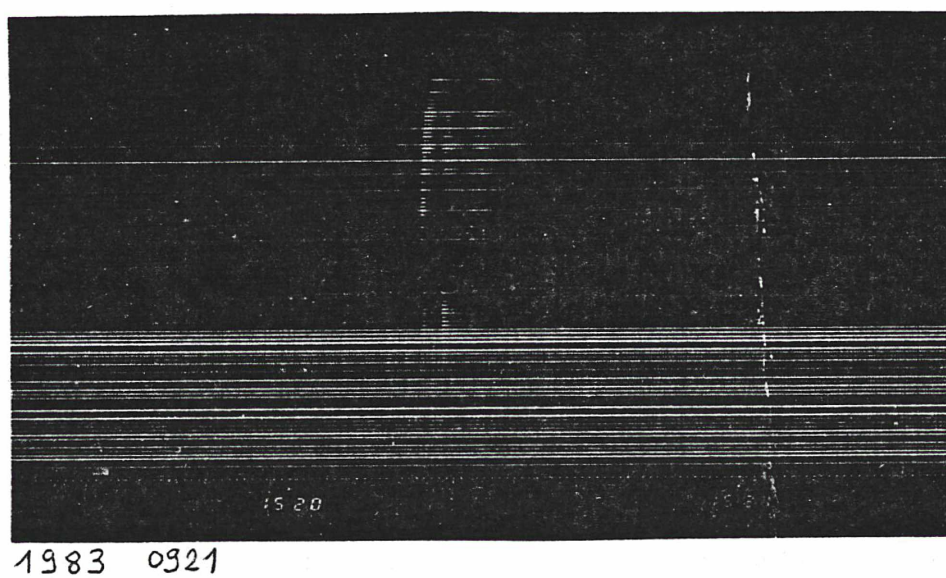
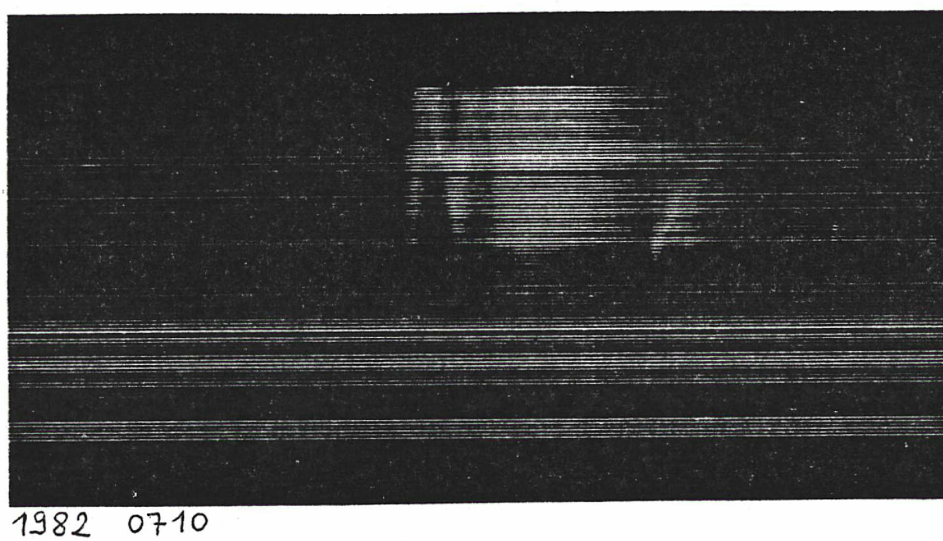
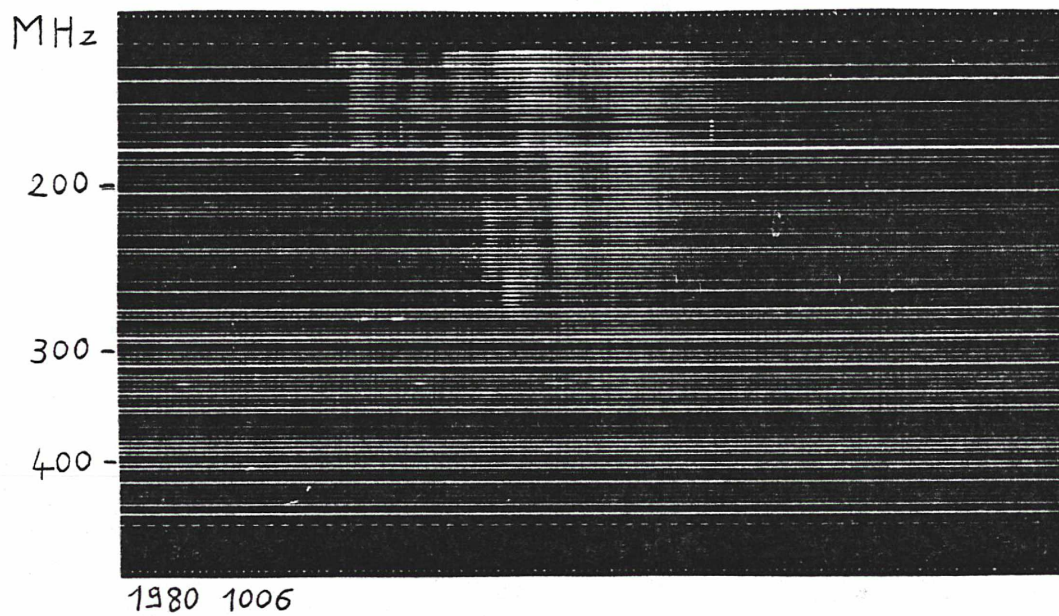


Fig. V-3 Sursauts de type N enregistrés avec le RSMN.

2 Types N

- - - -

Les enregistrements sensibles et à haute résolution du RSMN laissent voir une 3^e branche à la suite de certains types U (fig. V-3). Cette branche dérive vers les basses fréquences comme la branche ascendante du type U; son démarrage est souvent étroitement associé à la fin de la branche descendante du type U, avec toutefois une diminution de brillance ou un arrêt complet de l'émission entre les deux. En 3 ans d'observations, nous avons enregistré une cinquantaine d'événements de ce type.

L'écart en temps entre les branches 1 et 3 présente une distribution statistique très différente de l'écart en temps entre types III successifs (Elgarøy et Lyngstad: 1972). Dans le cas général, la 3^e branche ne résulte donc pas d'une coïncidence fortuite entre 2 sursauts; elle est physiquement associée au type U qui la précède. Nous dénommons ces événements sursauts de type N d'après la forme de leur spectre dynamique.

Les types N avaient probablement déjà été observés, mais de façon partielle, par Tarnstrom et Zehntner (1975): ces auteurs avaient vu quelques sursauts en forme de "Y" un jour donné; il s'agissait vraisemblablement de types N dont la branche 1 était invisible pour quelque raison particulière, et dont les branches 2 et 3 donnaient l'impression de se rejoindre à haute fréquence.

Les enregistrements numériques du RSMN nous ont permis de mesurer avec précision la durée à mi-intensité à fréquence donnée, sur les 3 branches des types N séparément, et sur un grand nombre de fréquences. On trouve que la durée augmente régulièrement au cours du temps, en suivant successivement les 3 branches (fig. V-4). En ce qui concerne le type U initial (branches 1 et 2), ce n'est pas tellement surprenant, en fonction de nos propres résultats sur la décroissance des types U, que nous verrons au chapitre suivant. Cette augmentation régulière de la durée est bien connue pour les types III et correspond à l'expansion longitudinale du faisceau d'électrons excitateur due à la dispersion des vitesses. Il faut toutefois noter qu'une telle mesure n'avait jamais été faite sur les types U, et qu'elle a été possible ici grâce à l'utilisation d'enregistrements numériques et parce que les types U formant le début des types N possèdent souvent une branche 2 (descendante) longue et intense. Mais le plus intéressant est que cette continuité dans l'évolution de la durée confirme l'association physique étroite de la branche 3 avec le type U précédent, et suggère fortement qu'elle est produite par le même faisceau

d'électrons.

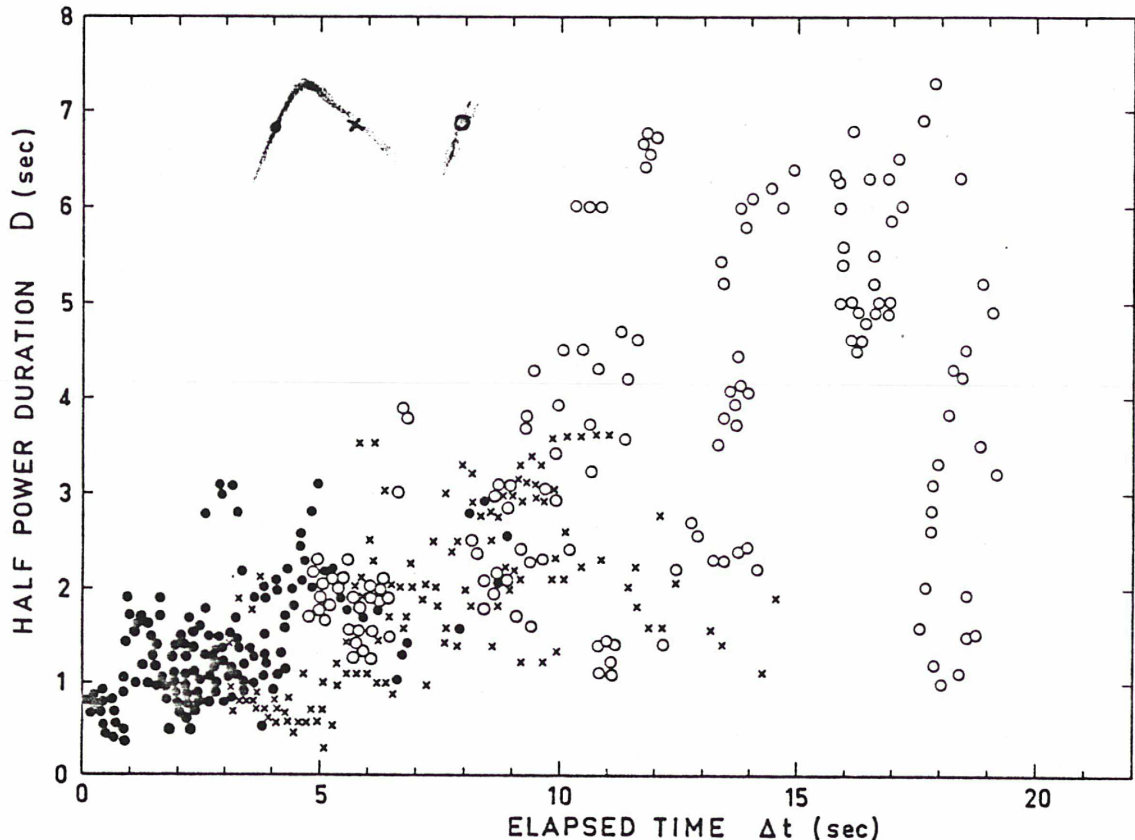


Fig. V-4 Durée à mi-hauteur mesurée à fréquence donnée sur les 3 branches de 19 types N, en fonction du temps écoulé depuis le début du sursaut. Un point donné correspond à une branche donnée d'un type N donné, à une fréquence donnée. On constate que la durée est statistiquement proportionnelle au temps.

Deux interprétations possibles viennent immédiatement à l'esprit:

1: Le faisceau excitateur des types N est guidé par un tube de force magnétique de forme complexe, passant successivement par un maximum puis un minimum d'altitude, pour enfin s'élever régulièrement vers le milieu interplanétaire.

2: Le faisceau est guidé dans un tube de force fermé qui diverge vers le haut, au pied opposé à la source d'accélération; le faisceau est alors réfléchi à l'intérieur du tube de force par effet de miroir magnétique.

Le spectre de la branche 3 devrait être radicalement différent dans

l'une ou l'autre de ces hypothèses. Dans l'hypothèse 1, la branche 3 est un type III, continuant à des fréquences beaucoup plus basses que le sommet du type U initial. Dans l'hypothèse 2, la branche 3 est la branche 1 d'un 2° type U de sommet situé à la même fréquence que celui du type U initial. Mais la branche 3 des types N est généralement très faible et difficile à suivre longtemps; c'est probablement pour cela que les types N n'avaient jamais été notés auparavant. Le sommet des types U est fréquemment proche de la limite basse fréquence du RSMN, de sorte qu'il n'est pas possible de savoir si la branche 3 s'étend loin ou pas vers des fréquences inférieures. Les quelques cas où le sommet du type U initial se trouve bien situé à l'intérieur de la gamme de fréquences du RSMN sont plutôt favorables à la 2° interprétation: la branche 3 s'arrête vers une fréquence proche de celle du sommet du type U, avec dans 2 ou 3 cas un léger renforcement de brillance suggérant le sommet d'un 2° type U. Mais on n'observe jamais de branche 4, ce qui n'est pas du tout contradictoire avec la 2° interprétation; vu la difficulté de voir la branche 3, il est tout à fait normal que l'intensité de l'éventuelle branche 4 (= branche 2 du 2° type U) soit loin sous le seuil de sensibilité, d'autant plus que la branche 2 des types U habituels est presque toujours beaucoup plus faible que la branche 1 (probablement parce que le diagramme de rayonnement primaire est dirigé vers l'avant du faisceau; lorsque le faisceau descend, le rayonnement est donc dirigé vers le bas et subit une forte absorption avant de remonter vers l'observateur). Il y a toutefois un cas où la branche 3 d'un type N observé avec le RSMN semble se prolonger à beaucoup plus basse fréquence, sur le spectre obtenu entre 80 et 20 MHz avec le grand réseau décimétrique de Nançay.

Des observations plus abondantes devraient permettre de mieux cerner cette question. Mais pour le moment, un autre type d'argument nous paraît plus décisif. Les types U présentent un renforcement de brillance en leur sommet, qui est de toute évidence lié au fait que le faisceau excitateur se propage perpendiculairement au gradient de densité; le rayonnement généré sur toute la longueur "active" du faisceau se trouve alors concentré dans une bande spectrale étroite; on peut de plus avoir déclenchement de phénomènes non-linéaires qu'on n'a pas lorsqu'un point donné du faisceau traverse très vite un niveau plasma donné. Dans l'hypothèse 1, on devrait donc observer un renforcement de brillance analogue au niveau du maximum de fréquence, à la jonction des branches 2 et 3. Or on observe l'inverse! Dans l'hypothèse 2, on s'attend

effectivement à une suppression du rayonnement au passage de la branche 2 à la branche 3, puisqu'alors les électrons spiralent perpendiculairement au champ et qu'on a $v_{\parallel} \sim 0$. On est donc conduit à retenir l'hypothèse 2: réflexion sur miroir magnétique.

La découverte des types U par Maxwell et Swarup (1958) était une étape importante dans notre connaissance de la trajectoire des faisceaux d'électrons, puisque c'était la première fois qu'on voyait ces faisceaux redescendre vers les couches inférieures de la couronne. La découverte des types N est une nouvelle étape, permettant de suivre encore plus longuement les faisceaux excitateurs et d'en découvrir un autre aspect: pour la première fois, on les voit remonter après réflexion par effet de miroir magnétique.

Nous avons vu au paragraphe précédent que les arches magnétiques parcourues par les faisceaux excitateurs des types U divergent, en allant de la source d'accélération vers le haut. La découverte des types N démontre que dans certains cas au moins ces arches divergent de la même manière vers le haut, au pied opposé à la source. Ceci est cohérent avec l'idée d'arches en expansion dont le sommet se dilate par rapport aux pieds.

Le spectre dynamique des types N contient un grand nombre de paramètres: 3 vitesses de dérive en fréquence, 2 fréquences caractéristiques (sommet et réflexion), les fréquences maximum des 3 branches, une durée et sa dérivée... , constituant une information potentielle abondante sur la géométrie de l'arche magnétique et la distribution des vitesses du faisceau. Nous allons en donner 2 exemples.

Le premier exemple est tiré de la durée de la réflexion. On peut définir cette durée caractéristique en ordre de grandeur comme la durée pendant laquelle la vitesse de dérive en fréquence observée serait inférieure à la moitié de la vitesse de dérive mesurée sur la partie principale des branches 2 et 3. En fait, le passage d'une branche à l'autre est trop rapide pour observer un infléchissement de la dérive en fréquence et le phénomène est de plus noyé par la diminution de l'intensité; mais ce qui est sûr, c'est que cette durée est très courte devant la durée totale du type N. Or la durée de la réflexion est de l'ordre de L_B / v , où L_B est la longueur caractéristique de variation du champ magnétique au niveau de la réflexion et v la vitesse (en module) des électrons. Il en résulte donc que: $L_B \ll$ longueur de l'arche; autrement

dit, la divergence du champ est forte. Et cela permet de comprendre pourquoi la réflexion ne perturbe pas beaucoup la dispersion longitudinale progressive du faisceau: tous les électrons, quel que soit leur angle d'inclinaison par rapport au champ magnétique, sont réfléchis à peu près au même niveau.

Le deuxième exemple est tiré de l'évolution de la durée à fréquence donnée le long des 3 branches d'un type N. De la dérivée de la durée D' , et du temps caractéristique de dérive en fréquence de la branche 1 T, on déduit de façon assez précise la loi d'évolution de la durée en fonction de la fréquence:

$$D = D_0 + D' T \text{Log}(f_0/f)$$

Les droites correspondantes dans l'espace $D - \text{Log } f$, tracées pour les 9 types N les mieux observés, se coupent dans un domaine assez limité, qu'il est tentant d'assimiler à la "source d'accélération moyenne". On obtient comme durée d'accélération et comme fréquence correspondante moyennes:

$$D_S = 0,7 \mp 0,2 \text{ s} \quad , \quad f_S = 450 \mp 100 \text{ MHz}$$

On obtient par ailleurs la fréquence de réflexion moyenne suivante (intersection des branches 2 et 3):

$$f_R = 350 \text{ MHz}$$

On obtient également comme fréquence maximum moyenne de visibilité du rayonnement (début des branches 1 et 3, fin de la branche 2):

$$f_M = 280 \text{ MHz}$$

On constate que les 3 fréquences caractéristiques précédentes sont ordonnées de la façon suivante:

$$f_S \geq f_R \geq f_M$$

Cela se comprend bien de la manière suivante. Si l'on admet que la majorité des types N sont observés sur le mode harmonique, f_S correspond à une densité de:

$$N_S = 6 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}.$$

Cette valeur est typique de la base de la couronne. Il est alors naturel que la réflexion lorsqu'elle a lieu se produise plus haut. En effet, les faisceaux venant à descendre dans la chromosphère sont instantanément détruits par collisions sur les atomes neutres. Enfin, si l'on admet qu'à une altitude donnée correspond en moyenne un champ magnétique donné, il est encore normal que l'émission radio ne s'observe qu'au dessus du niveau

de réflexion, pour lequel $v_{//} \sim 0$.

Une conséquence importante de l'existence des types N, est qu'elle apporte la preuve directe que les faisceaux d'électrons excitateurs de types U peuvent être piégés dans les arches magnétiques. En effet, s'ils sont réfléchis par effet de miroir magnétique à un bout, ils peuvent l'être de la même manière à l'autre bout, d'autant plus qu'on a vu que le champ magnétique est très divergent vers le haut également au niveau de la source d'accélération. Un faisceau ainsi piégé continue de s'allonger progressivement au cours de ses allées et venues entre les 2 extrémités de l'arche. Il arrive donc un moment où en un même point de l'arche, on a simultanément des électrons dirigés en sens opposés; les ondes de plasma qu'ils génèrent ont donc elles-mêmes des vecteurs d'ondes opposés, condition propice à la génération très efficace du mode harmonique (Zheleznyakov et Zaitsev: 1970). On peut donc s'attendre à ce que quelques secondes après la disparition d'un type N, on observe une recrudescence du rayonnement. La largeur de bande de cette seconde phase de rayonnement va rapidement couvrir toute l'étendue spectrale du type N précédent, correspondant à l'étendue verticale de l'arche entre les 2 zones de réflexions. Et sa durée va être la durée de vie des électrons dans l'arche; elle dépendra de manière très critique de l'altitude des zones de réflexions mais sera de toute façon beaucoup plus grande que la durée typique d'un type III. Ces caractéristiques sont précisément celles des sursauts de type V et le scénario correspondant correspond exactement à la fig. V-3b. Cette interprétation des types V a été proposée par Weiss et Stewart (1965) et précisée par Zhelenyakov et Zaitsev (1968); la découverte des types N apporte le maillon observationnel qui lui manquait.

La fig. V-5 illustre les considérations précédentes, en montrant à quel type de configuration magnétique correspondent les différentes sortes de types III.

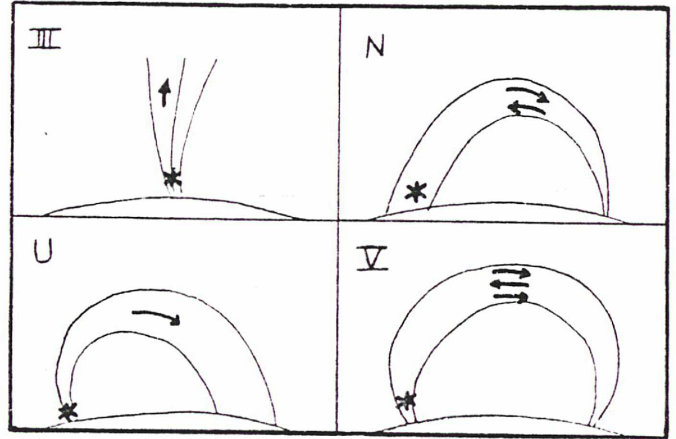
Une objection à cette interprétation des types V à plus basse fréquence était que dans la haute couronne la plupart des lignes de force s'ouvrent vers le milieu interplanétaire (au contraire de ce qui se passe dans la basse couronne). Les résultats récents de Leblanc et Hoyos (1984) permettent de lever cette objection; ces auteurs montrent en effet que l'on observe encore de nombreux types U vers 30 MHz, prouvant que l'on a encore suffisamment de tubes de force fermés à ces altitudes.

Fig. V-5 Influence de la géométrie des lignes de force magnétiques sur l'aspect des types III.

* source d'électrons subrelativistes

↗ direction du faisceau excitateur

Lorsqu'à l'opposé de la source une arche est divergente, elle ne peut donner que des types U. Lorsqu'elle est convergente, elle peut donner des types N. Et lorsqu'elle est convergente aux 2 bouts, elle peut donner des types V.



C Une tentative de conclusion

Les considérations précédentes nous amènent à renforcer et généraliser la proposition de Aubier et al. (1978), de la manière suivante. Si les observations de types III sous leurs diverses formes démontrent toutes que le champ magnétique diverge fortement vers le haut, ce n'est pas tellement parce que le champ se trouve être ainsi partout dans les régions actives (c'est géométriquement difficile), mais c'est surtout parce que c'est une condition nécessaire à la production des types III. Et il en est ainsi parce que les électrons énergétiques accélérés à la base de la couronne ont des vitesses dont l'angle d'inclinaison par rapport au champ magnétique est voisin de 90° . Dans ces conditions en effet, seules les structures magnétiques divergentes permettent de transformer ces sources d'électrons en faisceaux dirigés, propices à l'excitation d'ondes de plasma puis de rayonnement électromagnétique.

VI AMORTISSEMENT DES ONDES DE PLASMA DE LA SOURCE

Le profil temporel d'un type III résulte du processus complexe d'interaction des ondes de plasma avec le faisceau et de leur amortissement par le milieu. Nous allons discuter dans ce chapitre de la contribution relative de ces 2 effets, et de la possibilité de les séparer à partir de l'étude de la décroissance observée du profil temporel. Nous verrons d'abord comment se pose le problème et passerons en revue les grandes conceptions qui ont été proposées. Nous présenterons alors synthétiquement nos propres résultats, qui sont exposés plus en détail dans les articles 2 et 9. Nous terminerons en rediscutant les diverses interprétations possibles à la lumière de ces résultats.

A Présentation du problème

1 Intensité électromagnétique et énergie des ondes de plasma

L'intensité d'un sursaut de type III dépend de l'énergie totale contenue dans les ondes de plasma de la source et du rendement de la conversion en rayonnement électromagnétique. Ce rendement dépend de la forme du spectre tri-dimensionnel des ondes de plasma, de leur distribution spatiale, éventuellement du spectre de turbulence basse fréquence, et d'autres facteurs encore. Mais en général, les temps d'évolution caractéristiques que l'on peut calculer de la dynamique faisceau-plasma sont courts devant le temps de passage du faisceau par une altitude donnée (\sim durée du sursaut). Il est donc probable que les distributions spatiales et spectrales en jeu, d'ondes haute ou basse fréquence, atteignent très vite, dès le début du sursaut, un régime quasi-stationnaire. Ainsi, dans l'hypothèse de phénomènes quasi-linéaires, c'est essentiellement l'intensité des ondes qui varie, la forme des spectres restant assez stable. Le rendement de la conversion ondes de plasma \rightarrow rayonnement électromagnétique a donc de fortes chances d'être assez stable pendant la majeure partie du sursaut à fréquence donnée. C'est ce qui peut justifier qu'on ait souvent considéré que l'intensité électromagnétique émise I et la quantité d'énergie totale contenue dans les ondes de plasma correspondantes W sont reliées par un loi de puissance:

$$I(t) \propto W^\alpha(t) \quad , \quad \text{avec:} \quad \text{VI-1}$$

$\alpha=1$ pour le mode F (couplage des ondes de plasma avec des particules ou

des ondes basse fréquence),

$\alpha=2$ pour le mode H (couplage des ondes de plasma entre elles).

Ce genre de relation a plus de chances d'être valable dans le cadre des théories quasi-linéaires que dans celui des théories non-linéaires plus récentes (Papadopoulos et al.: 1974; Goldstein et al.: 1979). Mais ces dernières restent très controversées (Grogard: 1983; Goldman et Dubois: 1983), et en particulier en haute fréquence (Bardwell et Goldman: 1976). Nous remarquerons ici qu'il y a même 2 différences fondamentales par rapport à la situation en basse fréquence qui limitent fortement le taux de croissance des ondes de plasma excitées en haute fréquence, et conduisent à penser que le phénomène est plus linéaire en haute fréquence qu'en basse.

La première raison est qu'en haute fréquence on observe le faisceau excitateur près de sa source, dans laquelle la fonction de distribution des électrons ne présente probablement pas de partie à dérivée positive. Ce sont les effets de propagation qui créent l'instabilité du faisceau

$\partial f/\partial v > 0$ (les électrons rapides arrivent les premiers): $\partial f/\partial v$ (en $v \sim 10^5$ km/s) croît progressivement avec la distance à la source. Le taux de croissance γ des ondes de plasma étant proportionnel à $\partial f/\partial v$, il existe donc une certaine distance de propagation depuis la source sur laquelle $\partial f/\partial v$ et par suite γ restent assez faibles pour que le régime soit quasi-linéaire.

La deuxième raison provient de la comparaison entre les sursauts de type III que nous avons pu faire entre haute fréquence (RSMN) et basse fréquence (ISEE-3). Nous constatons qu'un groupe de types III haute fréquence se transforme progressivement en sursaut unique à basse fréquence, du fait de la dilatation en temps considérable de chaque sursaut individuel (voir par exemple la figure que nous avons réalisée, publiée par Vial: 1983, en p. 42). On peut estimer que 1 type III basse fréquence correspond à environ 10^2 types III haute fréquence. En conséquence, lorsqu'on extrapole jusqu'à la basse couronne les densités de faisceau mesurées in situ dans le milieu interplanétaire, il faut encore diviser par 10^2 les $\partial f/\partial v$ et γ obtenus !

De plus, Escande et De Genouillac (1978) ont montré que les fluctuations de densité locale peuvent diminuer beaucoup le taux de croissance γ effectif (cet argument pouvant jouer également pour le milieu interplanétaire). Il reste donc vraisemblable que la dynamique faisceau-

plasma dans la basse couronne soit un phénomène essentiellement quasi-linéaire.

Même dans le cas contraire, c'est-à-dire dans le cas d'un régime non-linéaire, les temps caractéristiques d'interaction faisceau-plasma sont toujours courts devant la durée du sursaut. Il est donc également probable que s'établisse un régime quasi-stationnaire pendant la majeure partie du sursaut. Ainsi, même dans le cas non-linéaire, I peut rester une fonction en loi de puissance de W . Les 2 faits expérimentaux suivants viennent à l'appui de ces considérations.

D'abord, Fitzenreiter et al. (1976) ont trouvé une relation en loi de puissance entre l'intensité radio (basse fréquence) et la densité de flux électronique J du faisceau excitateur (mesurée in situ): $I \propto J^\alpha$, avec $\alpha = 1$ ou $2,4$ suivant l'intensité de l'événement. On a donc très probablement une loi de puissance à la fois entre W et J et entre I et W .

Ensuite, nos observations Stéréo ont montré que la forme du diagramme de rayonnement reste à peu près stable pendant la durée d'un sursaut et qu'il ne dépend pas de l'intensité maximum du sursaut. Le spectre des ondes de plasma est donc probablement assez stable au cours d'un sursaut, et même d'un sursaut à l'autre, et par conséquent le rendement de la conversion en rayonnement électromagnétique également.

En conclusion, nous considérerons en première approximation que le profil temporel d'un sursaut est relié à l'énergie des ondes de plasma de la source par la relation VI-1.

2 Excitation et amortissement des ondes de plasma

L'énergie des ondes de plasma à un instant donné $W(t)$ résulte du bilan entre l'énergie qui a été progressivement déposée ou prélevée par le faisceau en ondes de plasma et l'amortissement de ces ondes par le milieu ambiant. Nous définirons comme suit ces 2 contributions:

$S(t)$ = puissance injectée par le faisceau en ondes de plasma

(>0 ou ≤ 0 suivant le signe de $\partial f / \partial v$)

$a(t)$ = fonction d'amortissement en l'absence de faisceau

($W(t) = W(t_0) a(t-t_0)$)

L'énergie totale contenue dans les ondes de plasma à un instant donné est alors:

$$W(t) = \int_{-\infty}^t S(t') a(t-t') dt' \quad \text{VI-2}$$

Nous supposons d'après le paragraphe précédent que nous avons accès à $W(t)$ par l'intermédiaire de $I(t)$. Il n'est pas possible à priori de déconvoluer l'expression de $W(t)$ puisqu'on ignore à la fois $S(t)$ et $a(t)$.

Or on constate que les sursauts ont tendance à décroître exponentiellement et que le temps caractéristique de décroissance observé τ est en haute fréquence du même ordre de grandeur que le temps caractéristique des collisions coulombiennes τ_C calculé pour la couronne. C'est ce qui avait conduit historiquement et pendant longtemps à considérer que la décroissance observée résulte directement de l'amortissement coulombien des ondes de plasma, c'est-à-dire par collisions électrons-ions. Dans cette "hypothèse coulombienne", la décroissance observée devient exponentielle, de temps caractéristique τ_C , à partir de l'instant t_e où la partie "active" du faisceau est complètement passée à l'altitude correspondant à la fréquence d'observation:

$$a(t) = e^{-t/\tau_C} \quad S(t > t_e) = 0 \quad \text{VI-3}$$

$$W(t_e) \neq 0 \quad W(t > t_e) = e^{-t/\tau_C}$$

On peut alors déduire la "fonction d'excitation" $S(t)$ par déconvolution de l'expression VI-2, de la manière très simple suivante:

$$S(t) = -\frac{W(t)}{\tau} + \frac{dW}{dt}(t) \quad \text{VI-4}$$

où τ est mesurable sur la partie finale purement exponentielle du profil temporel. Plusieurs auteurs en ont déduit certains paramètres caractéristiques de $S(t)$ ou $S(t)$ elle-même (Bradford et Hughes: 1974; Achong et Barrow: 1975; article 2).

L'hypothèse coulombienne présentait également l'avantage de permettre de déduire la température locale à partir du temps de décroissance observé. Jaeger et Westfold (1949) ont les premiers fait cette estimation; Chambe et Lantos (1971) ont corrigé la formule utilisée pour tenir compte de la présence des éléments lourds; et, réévaluant plus précisément l'expression initiale en fonction des paramètres physiques réels de la couronne, Riddle (1974) arrive à l'expression:

$$\tau_c \sim \frac{1}{90} N_e^{-1} T^{3/2} \quad (s, \text{cm}^{-3}, K) \quad \text{VI-5}$$

En tenant compte de VI-1, nous en déduisons en fonction de la fréquence d'observation f , pour les 2 modes de rayonnement fondamental et harmonique:

$$\begin{aligned} \tau_F &= 0,9 \cdot 10^{-6} f^{-2} T^{3/2} & (\tau = \tau_c, f_p = f) \\ \tau_H &= 1,8 \cdot 10^{-6} f^{-2} T^{3/2} & (\tau = \tau_c/2, f_p = f/2) \end{aligned} \quad (s, \text{MHz}, K) \quad \text{VI-6}$$

Les observations réalisées ensuite dans l'espace ont permis d'étendre en basse fréquence l'étude de la décroissance des types III. Le résultat s'est avéré un peu paradoxal. D'un côté, on observe la décroissance exponentielle sur une dynamique beaucoup plus importante qu'en haute fréquence, atteignant 4 ordres de grandeurs. Mais d'un autre côté, la température qu'on déduit du temps de décroissance est beaucoup plus faible que celle du vent solaire. Le temps de décroissance observé τ croît vers les basses fréquences, mais plus lentement que le temps d'amortissement coulombien τ_c , de sorte que dans le milieu interplanétaire on a $\tau \ll \tau_c$, où τ_c est calculé pour la température du vent solaire mesurée in situ. Il a donc fallu abandonner l'hypothèse de la décroissance coulombienne et chercher un mécanisme d'amortissement plus rapide. De nombreuses possibilités sont apparues.

Alvarez et Haddock (1972) ont proposé d'expliquer la décroissance rapide observée par un amortissement des ondes de plasma par "collisions anormales". Avec cette "hypothèse collisionnelle" généralisée, l'amortissement reste exponentiel, mais de constante de temps caractéristique:

$$\tau_c \ll \tau_c$$

Harvey et Aubier (1973), Aubier (1974), Harvey (1976), abandonnant complètement les interprétations de type collisionnel, ont proposé que les ondes de plasma soient amorties par effet Landau direct sur la queue non thermique des électrons du vent solaire. Il ont montré que les ondes de plasma étaient absorbées presque instantanément au bout d'un temps $\tau_L \ll \tau_c$. On a alors:

$$\begin{aligned} a(t) &= Y(\tau_L - t) \\ & (=1 \text{ pour } 0 \leq t \leq \tau_L, \quad =0 \text{ pour } t > \tau_L) \end{aligned}$$

et VI-2 devient:

$$W(t) = S(t) \int_0^{\infty} a(t') dt' = S(t) \cdot \tau_L \quad \text{VI-7}$$

Zaitsev et al. (1972), Takakura et Shibahashi (1976), Magelssen et Smith (1977) ont proposé quant à eux que les ondes de plasma, produites par effet Landau inverse en tête du faisceau par les électrons les plus rapides, soient réabsorbées par effet Landau direct par les électrons moins rapides du même faisceau arrivant ensuite: à une position donnée, la partie positive de $-\partial f/\partial v$ se déplace progressivement des grandes vers les petites vitesses, de sorte que pour une vitesse v donnée, $\partial f/\partial v$ est d'abord ≥ 0 (\rightarrow amplification) puis ≤ 0 (\rightarrow amortissement). Dans cette hypothèse, en admettant que les ondes de plasma sont totalement réabsorbées par le faisceau et que le temps caractéristique d'amortissement par le milieu est beaucoup plus long que le temps de passage du faisceau, on a:

$$W(t) = \int_{-\infty}^t S(t') dt' \quad \text{VI-8}$$

Enfin, les théories non linéaires peuvent elles aussi éventuellement conduire à un amortissement rapide, par collapse des ondes de plasma en solitons (Golstein et al.: 1979).

Finalement, la nécessité de rejeter l'hypothèse coulombienne en basse fréquence a jeté un doute sur l'interprétation en haute fréquence. On dispose maintenant de nombreuses théories possibles pour interpréter la décroissance des types III, et vu que les conditions physiques de la couronne et du vent solaire sont extrêmement différentes, il se peut très bien qu'il faille faire appel à différentes d'entre elles suivant la gamme de fréquence considérée. Le problème n'est plus qu'on manque de théories, mais qu'on en a trop... Cette situation, typique du sujet, vient de ce que de nombreux paramètres sont encore trop mal connus. Il faut donc tenter de trouver des tests observationnels permettant de distinguer entre les diverses interprétations possibles.

3 Les 2 grandes hypothèses fondamentales possibles pour interpréter

 la décroissance des types III

Les diverses hypothèses que nous venons de passer en revue se répartissent en 2 grands catégories, correspondant à des interprétations opposées de la décroissance observée du profil temporel. Dans l'hypothèse collisionnelle (et son cas particulier coulombien), la décroissance

observée est liée à l'amortissement "libre" des ondes de plasma par le milieu, en l'absence de faisceau. Dans les hypothèses Landau, la décroissance observée est liée à la dynamique du faisceau. Nous distinguerons donc les 2 grandes hypothèses suivantes:

- hypothèse I : décroissance liée au milieu
- hypothèse II: décroissance liée au faisceau

L'intérêt de cette distinction est qu'elle correspond à 2 régimes très différents de formation du profil temporel, et qu'elle permet d'envisager des tests observationnels. En particulier, si l'on imagine 2 faisceaux différents se propageant dans le même milieu, ils donneront 2 sursauts globalement différents, mais:

- de même décroissance dans l'hypothèse I
- de décroissance différente dans l'hypothèse II.

Avec cette formulation, les hypothèses I et II pourraient recouvrir des cas plus généraux que ceux que nous avons envisagés au paragraphe précédent. Supposons donc qu'on arrive à montrer que l'une ou l'autre de ces 2 hypothèses est la bonne et voyons ce qu'on pourrait en conclure.

- L'hypothèse I s'identifie pratiquement avec l'hypothèse collisionnelle; on ne voit guère d'autre interprétation possible actuellement.

- L'hypothèse II, elle, peut recouvrir 2 cas assez différents: amortissement rapide par le milieu (Landau ou non linéaire) ou amortissement par le faisceau. Et on peut généraliser le 1^o cas à un amortissement par le milieu rapide devant le temps de passage du faisceau (\sim durée du sursaut), quel qu'en soit le mécanisme; on arrive de la même manière à l'expression VI-7, mais où τ_L représente le temps caractéristique du mécanisme d'amortissement concerné (= le plus rapide de tous ceux qui peuvent intervenir).

A partir des données numériques haute fréquence des spectrographes du DESPA, nous avons mis en oeuvre 2 tests observationnels, dont le deuxième est entièrement original, pour tenter de déterminer l'hypothèse la plus probable (articles 2 et 9). Nous allons résumer en quoi consistent ces tests et quels en sont les résultats.

B Corrélation durée-décroissance des types III

Aubier et Boisshot (1972) ont mesuré la durée totale de $S(t)$, D_e , et τ sur le profil temporel des types III aux alentours de 50 MHz, dans

l'hypothèse de la décroissance collisionnelle: D_e est la durée d'un sursaut jusqu'à l'instant t_e à partir duquel la décroissance observée devient exponentielle et τ est le temps caractéristique de décroissance mesuré au delà de t_e . Ils ont trouvé une corrélation entre les valeurs de D_e et τ mesurées à fréquence donnée sur des types III différents.

Considérés à fréquence variable, ces 2 paramètres présentent une forte corrélation, mais qui ne résulte pas nécessairement d'un lien physique entre eux. Dans l'hypothèse de la décroissance collisionnelle D_e est lié à la longueur du faisceau, et $\tau = \tau_c$; ces 2 quantités augmentent régulièrement vers les basses fréquences pour 2 raisons tout à fait indépendantes: la longueur du faisceau augmente par suite de la dispersion des vitesses des électrons, et τ_c augmente parce que la densité diminue; de sorte que D_e et τ sont fortement corrélés "par hasard".

Mais à fréquence donnée, dans l'hypothèse I, il y a peu de raison pour que ces 2 paramètres présentent une corrélation entre sursauts différents. La corrélation observée par Aubier et Boischot semble donc favorable à l'hypothèse II.

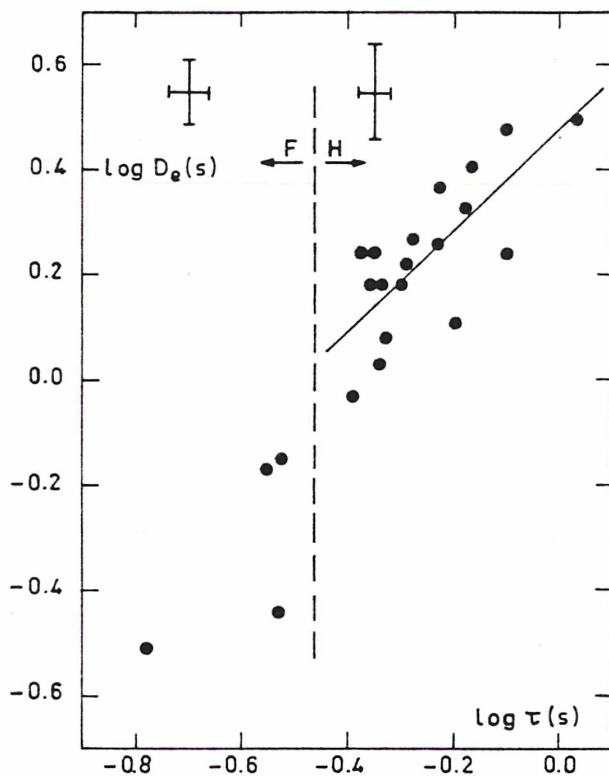
Nous avons repris cette étude à plus haute fréquence, vers 200 MHz, avec une technique beaucoup plus précise (article 2). Nous avons utilisé les enregistrements numériques du spectrographe à 16 canaux utilisé pendant et après l'expérience Stéréo 1. La grande dynamique de l'instrument, sa haute définition en intensité, son système d'étalonnage relatif systématique et sa grande résolution temporelle nous ont permis de traiter les profils temporels des types III avec une précision maximum, qui n'était plus limitée que par la nature de l'activité elle-même, c'est à dire par le fait qu'il est difficile de trouver des sursauts "purs", superposés à aucun autre.

Partant de l'hypothèse de la décroissance collisionnelle, nous avons effectué la déconvolution des profils temporels observés, au moyen de l'expression VI-4, en utilisant la valeur de τ mesurée sur la partie finale du profil temporel.

En premier lieu, le tracé de $S(t)$ nous a permis de mesurer la durée D_e avec une grande précision. Nous avons fait ces mesures sur les 16 fréquences disponibles et en avons fait la moyenne (gain en précision d'un facteur $\sqrt{16} = 4$). De plus, prolongeant les considérations faites sur le 711114, nous avons séparé les types III probablement F des types III probablement H (d'après la durée) et avons appliqué en conséquence la

relation VI-1 avec respectivement $\alpha=1$ et $\alpha=2$. La Fig. VI-1 montre le résultat des mesures de D_e et τ sur les 4 F et les 18 H sélectionnés.

Fig. VI-1 (= Fig. 9 de l'article 2): Durée avant le début de la décroissance exponentielle en fonction du temps caractéristique de décroissance, aux environs de 169 MHz. Noter la remarquable corrélation entre ces 2 paramètres pour les harmoniques (à droite du tireté vertical).



Sur les H, nous obtenons la relation:

$$D_e \approx 3 \tau$$

avec un coefficient de corrélation de 0,75.

Nous confirmons donc de manière plus précise la corrélation précédemment obtenue et nous l'étendons à plus haute fréquence. Cette corrélation est contraire à l'hypothèse I et en faveur de l'hypothèse II.

C Comparaison du temps de décroissance entre les 2 branches des types U

La dispersion des valeurs de D_e et τ d'un sursaut à l'autre, à fréquence donnée, est relativement faible; c'est d'ailleurs une propriété remarquable des types III que leurs caractéristiques observationnelles soient essentiellement des fonctions de la fréquence d'observation seule: ces caractéristiques varient beaucoup et régulièrement avec la fréquence, mais sont assez bien définies à fréquence donnée. Le test de la

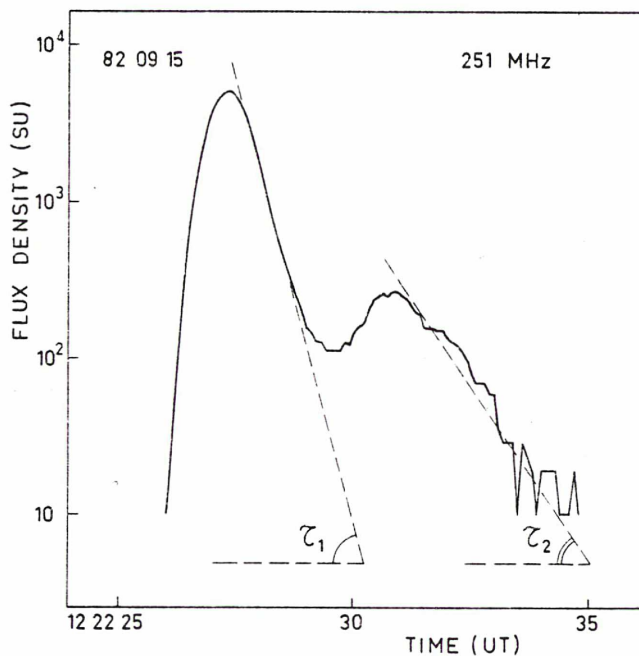
corrélation entre D_e et τ à fréquence donnée souffre donc du fait qu'il ne peut pas être effectué sur un grand domaine de variations. On n'obtient un grand domaine de variations qu'en faisant varier la fréquence, mais nous avons vu qu'alors la corrélation D_e - τ n'est pas significative.

Les sursauts de type U permettent d'échapper à ce dilemme. En effet, les variations de D_e et τ_C en suivant un même faisceau excitateur ne sont plus corrélées: alors que la longueur du faisceau, et donc D_e , croissent régulièrement le long d'une arche magnétique comme le long de lignes de force ouvertes, τ_C est essentiellement fonction de la fréquence et passe par un maximum au sommet du type U, là où densité et température du milieu ambiant sont minimums (cf. formule VI-6). Ainsi, dans l'hypothèse I, en comparant les branches ascendante et descendante (indices respectifs 1 et 2) à la même fréquence, on doit avoir:

$$D_{e1} \leq D_{e2} \quad , \quad \tau_1 = \tau_2$$

Une telle comparaison du temps de décroissance entre les 2 branches de types U n'avait jamais été effectuée auparavant. Nous avons pu l'effectuer à partir des enregistrements numériques du RSMN (article 9). En plus des qualités du spectrographe utilisé pendant Stéréo 1 que nous venons de rappeler, le RSMN couvre la grande étendue spectrale nécessaire à l'étude quantitative de chaque type U dans son ensemble. Nous avons ainsi pu mesurer avec précision τ sur les 2 branches, sur un grand nombre de fréquences, sur 17 types U de 1979 à 1982. La Fig. VI-2 montre le principe de la mesure sur un cas typique, et la Fig. VI-3 montre le résultat des mesures.

Fig. VI-2 (Fig.1 de l'article 9): Profil temporel d'un type U à fréquence donnée, illustrant le principe de la mesure du temps caractéristique de décroissance sur les 2 branches, ascendante (à gauche), et descendante (à droite). On voit clairement sur cet exemple que le temps caractéristique de la 1^o branche est plus court que celui de la 2^o.



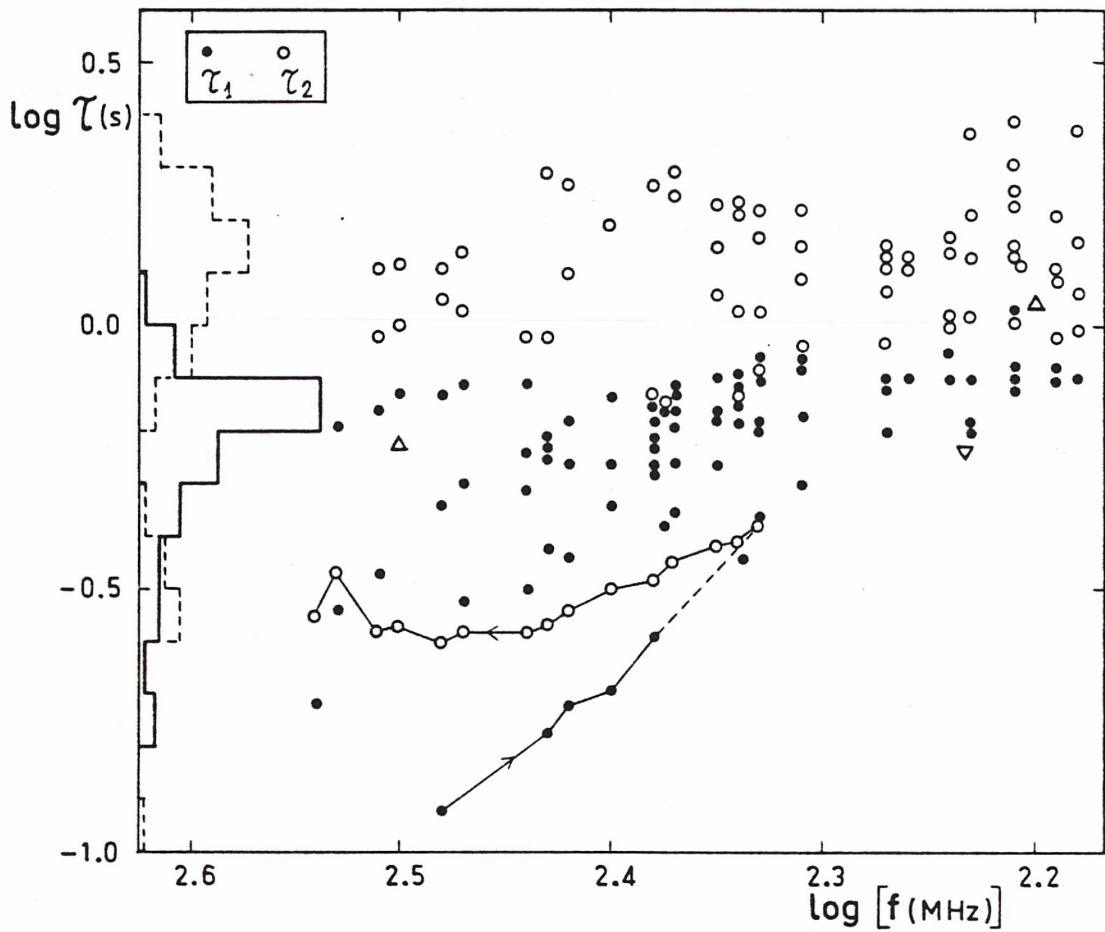


Fig. VI-3: Diagramme de dispersion en fonction de la fréquence et histogrammes des temps de décroissance caractéristiques que nous avons mesurés sur le profil temporel des types U à partir des enregistrements numériques du RSMN. On constate que le temps de décroissance de la branche ascendante (●) correspond à celui des types III (Δ et ▽) et qu'il est très inférieur à celui de la branche descendante (○).

Nous constatons que le temps de décroissance τ de la branche descendante est toujours notablement supérieur à celui de la branche ascendante, à fréquence égale:

$$\tau_1 < \tau_2$$

τ et D_e évoluent de façon étroitement corrélée tout au long d'un même type U: τ continue à croître même après le sommet, comme D_e . Cette propriété des types U, que nous mettons ainsi en évidence pour la première fois, apporte un nouvel argument très fort en faveur de l'hypothèse II.

Notons que les variations de τ le long de chaque type U peuvent également s'expliquer en partie par une dépendance en fonction de la vitesse de dérive en fréquence df/dt : τ tend à présenter un maximum secondaire près du sommet du type U, là où $df/dt \sim 0$. Or D_e présente la même dépendance puisque lorsque df/dt est petit, le faisceau reste longtemps au même niveau plasma, donc D_e est grand. On reste là encore exactement dans le cadre de l'hypothèse II.

On pourrait chercher à sauver l'hypothèse I en imaginant une variation du temps de décroissance collisionnel le long de l'arche magnétique parcourue par le faisceau excitateur. Ce serait assez gratuit. Dans le cas de l'amortissement coulombien, il faudrait que la température augmente, et beaucoup, en s'éloignant de la source d'accélération; or on s'attendrait plutôt à une variation en sens inverse; de plus, le long de lignes de force magnétiques, on ne peut guère avoir de forts gradients de température. L'hypothèse II est donc bien l'interprétation de loin la plus vraisemblable de nos observations.

D Conséquence: la décroissance observée en haute fréquence n'est pas collisionnelle

Les 2 tests observationnels précédents aboutissent à la même conclusion nette: en haute fréquence, la décroissance du profil temporel des types III rentre dans le cadre de l'hypothèse II, c'est à dire qu'elle ne traduit pas l'amortissement des ondes de plasma par le milieu mais correspond essentiellement à la dynamique du faisceau. Comme nous l'avons vu plus haut, on peut alors envisager 2 grands types d'interprétations: amortissement rapide des ondes de plasma par le milieu ou réabsorption par le faisceau. Nous allons en détailler les diverses variantes possibles.

Réévaluons précisément le temps caractéristique d'amortissement coulombien à partir des formules VI-6, à 200 MHz, pour une couronne à 2.10^6 K:

$$\tau_F \sim 0,07 \text{ s} \quad , \quad \tau_H \sim 0,13 \text{ s}$$

Or nous observons (articles 1, 2, 9):



$$\tau_F \sim 0,3 \text{ s} , \quad \tau_H \sim 0,6 \text{ s}$$

On constate que les τ calculé et observé sont tout de même assez différents. Interprétée en terme d'amortissement coulombien, la décroissance observée conduit à des températures coronales un peu trop fortes (à l'inverse de ce qui se passe en basse fréquence). Ainsi, le temps d'amortissement théorique semblerait assez court pour pouvoir rendre compte de l'hypothèse II. Toutefois, la différence entre les τ calculé et observé n'est pas extrêmement grande et diminue rapidement vers les fréquences inférieures (pour s'inverser sous ~ 10 MHz); cette différence diminue également si l'on considère que les régions coronales traversées par les faisceaux excitateurs sont plus chaudes, ce qui est fort possible. De plus, l'estimation théorique de τ_C souffre toujours d'une certaine incertitude. Enfin, certains sursauts très courts apparentés aux types III (Elgarøy: 1980), les "spike bursts" (Tarnstrom et Philipp: 1972) ou à plus basse fréquence les "drift-pairs" (Pedersen: 1978) ont des temps caractéristiques de décroissance beaucoup plus petits que ceux des types III "normaux" pris en compte ici. Il est donc utile d'explorer d'autres mécanismes d'amortissement possibles, plus rapides que l'amortissement coulombien.

L'amortissement Landau par le milieu tel qu'il a été proposé en basse fréquence repose sur la diminution de densité locale du vent solaire au cours du temps par convection, et sur la présence d'une queue suprathermique dans la distribution de vitesse des électrons ambiants. Or dans la couronne le vent solaire est encore très lent et la distribution de vitesse des électrons est certainement beaucoup moins hors d'équilibre que dans le vent solaire. Ainsi l'amortissement Landau ne peut pas intervenir de la même manière dans la couronne. Par contre, les conditions physiques de la couronne, très différentes de celles du milieu interplanétaire, permettent d'envisager que l'amortissement Landau intervienne quand même, mais sous une forme différente. C'est ce que nous allons voir plus en détail au prochain paragraphe.

L'amortissement par collapse en solitons dans le cadre de la théorie non linéaire pourrait être une autre possibilité d'amortissement rapide. Mais, comme nous l'avons déjà signalé, la théorie non linéaire n'est pas tellement probable en haute fréquence. D'autre part, l'analyse théorique précise de l'amortissement des solitons d'ondes de plasma dans les conditions solaires reste à faire.

Il reste alors le 2° type d'interprétation possible dans le cadre de l'hypothèse II, à savoir l'amortissement Landau par le faisceau. Ici, le problème est qu'il n'est pas évident que le faisceau puisse réabsorber la totalité des ondes de plasma émises en tête; s'il en reste un peu, l'hypothèse I restera valable pour la partie finale de la décroissance du sursaut. De plus, ce mécanisme de réabsorption n'est vraiment efficace qu'à 1 dimension, lorsque tous les vecteurs d'ondes \vec{k} restent parallèles à la direction du faisceau; si les ondes ont diffusé dans toutes les directions, la réabsorption à un instant donné affectera peu les ondes se propageant perpendiculairement au faisceau.

Nous allons donc maintenant étudier l'un des mécanismes d'amortissement les plus prometteurs dans les conditions coronales.

E Amortissement par effet Landau réfractif

Le rapport de la pression cinétique à la pression magnétique est:

$$\beta \ll 1 \text{ dans la couronne , } \beta > 1 \text{ dans le vent solaire ,}$$

la somme des 2 pressions étant à peu près uniforme à une distance donnée du soleil. Ainsi, dans la couronne, les fluctuations de champ magnétique peuvent équilibrer de très fortes variations de densité; au contraire, dans le vent solaire, on ne peut avoir que de faibles variations de densité. Ce raisonnement théorique sur des ordres de grandeur est conforme aux observations des fluctuations de densité à grande échelle:

> facteur 10 d'après les observations optiques de la couronne

~ facteur 2 d'après les observations in situ du vent solaire.

C'est pourquoi nous allons considérer qu'à la différence de ce qui se passe dans le vent solaire, on peut avoir de très forts gradients de densité dans la couronne.

En présence d'un gradient de densité, un paquet d'ondes de plasma est réfracté à la vitesse de groupe vers les parties sousdenses où la vitesse de phase diminue; si la diminution de la densité locale rencontrée par les ondes est assez importante, leur vitesse de phase finit par s'approcher suffisamment de la vitesse thermique locale pour que l'amortissement Landau entre en action, et celui-ci se produit alors de façon très soudaine. En présence du seul gradient de densité radial moyen de la couronne cet effet est beaucoup plus lent que les sursauts et n'intervient donc pas, mais en présence de forts gradients locaux, on peut obtenir des temps caractéristiques beaucoup plus courts. Takakura et al. (1972) ont trouvé qu'il fallait des inhomogénéités de l'ordre d'un facteur 2 sur ~

100 km pour obtenir un temps d'amortissement de 0,1 s. Nous allons refaire de manière plus exacte l'estimation des gradients de densité nécessaire et nous allons voir qu'on arrive à des valeurs plus faibles et plausibles.

Considérons un paquet d'ondes de plasma de fréquence ω , dont le vecteur d'onde \vec{k} est parallèle au gradient de densité $\vec{\nabla} N_e$. La trajectoire $r(t)$ de ces ondes, linéarisée au voisinage de la fréquence plasma est donnée par:

$$-\frac{dr}{dt} = v_g = -\frac{d\omega}{dk}$$

Tenant compte de l'équation de dispersion:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 V_T^2 \quad \text{avec } V_T = \left(\frac{3 k T}{m} \right)^{1/2}$$

on obtient:

$$-\frac{dr}{dt} = \frac{k}{\omega} V_T^2 = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{1/2} V_T = \left(\frac{r}{H} \right)^{1/2} V_T$$

où $H = N_e / \nabla N_e$ est l'échelle de hauteur en densité. On en déduit la trajectoire:

$$r = \frac{V_T^2}{4H} t^2$$

avec $r=0$, $t=0$ lorsque le paquet d'ondes se trouve exactement à la fréquence plasma. Comme de plus:

$$\mu = \frac{V_T}{v_\phi} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{r}{H} \right)^{1/2}$$

on arrive à:

$$t = \frac{2H}{V_T} \mu$$

Par ailleurs, le taux d'amortissement Landau est donné par (Quémada: 1968; Harvey et Aubier: 1973):

$$\tau_L^{-1} = \frac{3}{2} \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{\omega}{\mu^3} e^{-3/2 \mu^2}$$

On en déduit les valeurs typiques suivantes pour $\omega = 2\pi \times 200$ MHz:

$$\frac{\mu}{\tau_L(s)} \quad | \quad \begin{array}{ccc} 0.25 & 0.30 & 0.35 \\ 10^{-1} & 10^{-4} & 2.10^{-6} \end{array}$$

On voit que τ_L devient soudainement beaucoup plus petit que le temps caractéristique des sursauts pour $\mu \leq 0,25$. Selon une remarque pertinente de Meyer N. (communication personnelle), il faut encore s'assurer que ce τ_L calculé soit inférieur au temps de piégeage des électrons dans les ondes de plasma pour que l'effet Landau intervienne. Ce temps de piégeage est de l'ordre de:

$$\tau_p \sim \left(\frac{m}{e k E} \right)^{1/2}$$

où m , e = masse et charge de l'électrons, k = nombre d'onde, E = amplitude du champ électrique des ondes.

Les mesures in situ dans le milieu interplanétaire donnent typiquement $E \sim 10^{-4}$ V/m (Gurnett et Anderson: 1977). Nous prendrons comme ordre de grandeur pour la couronne: $E \sim 10^{-2}$ V/m. On en déduit:

$$\tau_p \sim 10^{-5} \text{ s}$$

On en conclut qu'on aura amortissement Landau lorsque:

$$\mu \sim 1 / 3$$

ou $v_\phi \sim 3 V_T$; les ondes sont alors presque instantanément amorties. Si \bar{k} est initialement dirigé à l'opposé de \bar{v}_{N_e} , cet amortissement se produit au bout du temps:

$$t = \frac{2}{3} \frac{H}{V_T}$$

Si les ondes de plasma considérées ne sont pas au départ dirigées à l'opposé de \bar{v}_{N_e} , elles sont réfractées progressivement dans cette direction en un temps caractéristique du même ordre de grandeur H / V_T (Mercier C.: communication personnelle). Il en résulte que toutes les ondes sont amorties presque instantanément au bout d'un temps:

$$t \sim \frac{H}{V_T}$$

Pour expliquer correctement nos observations, il faut $t \leq 0,1$ s; comme:

$$V_T \sim 10^4 \text{ km/s}$$

on en déduit:

$$H \leq 10^3 \text{ km}$$

La diminution de densité locale entre l'émission d'une onde à la fréquence plasma et son absorption est donnée par:

$$\frac{\Delta N_e}{N_e} = \frac{\omega^2}{\omega_p^2} - 1 = \frac{1}{1/\mu^2 - 1} \sim 0,1$$

Pour que la majorité des ondes de plasma émises subissent effectivement l'amortissement Landau, il faut qu'en se propageant elles rencontrent une diminution de densité locale au moins égale à cette valeur. Donc soit on a des trous de densité de 10% n'occupant qu'une faible fraction du volume total, soit on a des fluctuations nettement plus importantes, et alors les zones dont la densité est moins de 10% supérieure au minimum local le plus proche n'occupent naturellement qu'une faible fraction du volume total. Cette 2^e possibilité semble physiquement la plus probable. La longueur caractéristique des fluctuations de densité maximum et l'amplitude minimum des fluctuations requises sont alors:

$$\varepsilon = \frac{\Delta N_e}{N_e} = 0,3 \quad l \sim 3.10^2 \text{ km}$$

Nous verrons au chapitre VII que de telles fluctuations de densité sont tout à fait plausibles. L'amortissement Landau réfractif est donc une interprétation possible des propriétés du profil temporel des types III en haute fréquence.

Si l'on reconsidère a posteriori les raisons qui avaient conduit initialement à faire l'hypothèse I en haute fréquence, on s'aperçoit qu'en fait ces raisons n'étaient pas très fortes. La coïncidence du temps de décroissance observé avec τ_C n'est que très approximative. Et la forme de la décroissance n'est que très approximativement exponentielle, sur une variation d'intensité de guère plus d'un ordre de grandeur, et elle peut s'expliquer par la forme particulière prise par la puissance générée par le faisceau en ondes de plasma (Harvey: 1976).

F La décroissance observée en basse fréquence

On peut maintenant se reposer la question de l'interprétation de la décroissance observée dans le milieu interplanétaire en basse fréquence; la nature exponentielle de cette décroissance a été vérifiée de manière

beaucoup plus précise qu'en haute fréquence, sur 4 ou 5 ordres de grandeurs de variation de l'intensité. On dispose là d'une contrainte observationnelle précise et importante; on n'en a pas de trop pour se permettre de négliger celle-ci! Les interprétations dans le cadre de l'hypothèse II quelles qu'elles soient ne rendent pas compte de cette forme, autrement que "par hasard", par une propriété adéquate fortuite du faisceau excitateur (par exemple Harvey: 1976). Il se trouve de plus qu'on ne dispose pas actuellement en basse fréquence des 2 tests observationnels en faveur de l'hypothèse II que nous avons établis en haute fréquence.

L'interprétation dans le cadre de l'hypothèse I reste donc fort tentante. Comme nous l'avons vu, le seul problème, mais qui est de taille, est de rendre compte d'un temps d'amortissement collisionnel τ_c beaucoup plus petit que τ_C . Alvarez et Haddock (1972) ont montré que le temps de décroissance observé τ est proche du temps caractéristique de "collisions anormales" électrons-ions déterminé de manière phénoménologique par Wolff et al. (1971), pour expliquer la température des protons du vent solaire. Ce temps de collisions "efficace" peut résulter d'un couplage électrons-ions beaucoup plus fort que par simples collisions coulombiennes, par l'intermédiaire des ondes basses fréquence intenses présentes dans le vent solaire.

Reprenons cette comparaison à partir des mesures plus précises de Evans et al. (1973), qui obtiennent en fonction de la fréquence d'observation f :

$$\tau = 2.10^8 f^{-1,09} \quad (\text{s, Hz})$$

Calculons le temps de collision coulombien τ_C à partir de VI-6, pour les 2 modes de rayonnement possibles, pour une source située à 1 UA du soleil ($f_p = 30$ kHz, $T = 10^5$ K). A cette distance, Wolff et al. trouvent qu'il faut appliquer un facteur correctif de l'ordre de 1/50 à τ_C . On obtient le tableau suivant, qui montre que le désaccord entre τ observé et calculé se trouve même inversé lorsqu'on applique le facteur correctif:

mode	f (kHz)	τ (obs.) (s)	τ_C	$\tau_C / 50$
F	30	2 600	32 000	600
H	60	1 200	16 000	300

On connaît encore mal comment se déroulent les différents processus de couplage d'ondes et de particules au sein du vent solaire (voir par exemple revue par Hollweg: 1978). En particulier, la physique de l'interaction globale électrons-protons est beaucoup plus complexe que la simple interaction coulombienne, et demeure largement inconnue; or c'est elle qui est à la base de l'amortissement des ondes de plasma. Il paraît toutefois raisonnable d'estimer que le temps d'amortissement de celles-ci est situé entre les valeurs non corrigées et corrigées de τ_C . L'interprétation de la décroissance des types III observée en basse fréquence, dans le cadre de l'hypothèse I avec collisions anormales, semble donc potentiellement envisageable.

Si cette interprétation s'avérait correcte, il faudrait comprendre pourquoi les autres mécanismes d'amortissement proposés n'interviennent pas. En ce qui concerne l'amortissement Landau, par le milieu ou par le faisceau, il se peut qu'il détruise rapidement toutes les ondes de plasma sauf celles dont la direction de propagation est à peu près perpendiculaire à la direction générale du faisceau excitateur; les ondes épargnées par l'amortissement Landau seraient amorties plus lentement, et exponentiellement, par le mécanisme pseudo-collisionnel. Ensuite, il faudrait admettre qu'on est en régime linéaire, ou alors que les solitons d'ondes de plasma sont finalement amortis par ce mécanisme pseudo-collisionnel.

G Conclusion

Les considérations précédentes conduisent à envisager un retournement de situation par rapport à ce qu'on pensait naguère: la décroissance des types III correspondrait à l'hypothèse II en haute fréquence et à l'hypothèse I en basse fréquence. La forme vaguement exponentielle de la décroissance observée en haute fréquence résulterait simplement des propriétés dynamiques du faisceau. En basse fréquence, la forme très exponentielle observée s'expliquerait naturellement par un amortissement de type collisionnel.

Le test le plus décisif en faveur de l'hypothèse II en haute fréquence est celui de la comparaison des 2 branches des types U. On ne peut malheureusement pas appliquer ce test en basse fréquence du fait qu'il n'y a pas de types U. Par contre, on pourrait et il serait souhaitable d'appliquer le test de la corrélation $D_e - \tau$.

Les mesures in situ sont actuellement trop imprécises et partielles.

Menées sur une large base statistique, elles devraient permettre de faire une comparaison efficace entre les 3 grandeurs fondamentales du problème: la fonction de distribution des électrons excitateurs f , à partir de laquelle on peut faire une estimation de la puissance fournie aux ondes de plasma S , l'énergie W de ces ondes, et la puissance électromagnétique rayonnée I . On serait alors en mesure de déterminer les relations correctes parmi toutes celles qui sont envisageables (cf. formules VI-1, VI-3, VI-7, VI-8).

Au niveau théorique, il faudrait chercher à comprendre l'effet de la turbulence basse fréquence sur l'amortissement des ondes de plasma, ainsi que la manière dont évoluent et disparaissent les solitons d'ondes de plasma.

VII DISCUSSION SUR LA STRUCTURE DE LA COURONNE

Nous avons vu au cours de chapîtres précédents que plusieurs des propriétés stéréoscopiques et spectrales des sursauts de type III sont liées à la structure inhomogène de la couronne. Nous allons voir maintenant que les 3 types d'inhomogénéités auxquelles nous sommes arrivés pour rendre compte de ces propriétés semblent faire partie d'un spectre continu de fluctuations et conduisent à des propriétés globales de la couronne qui s'intègrent bien à ce qu'on peut déduire des observations optiques et des observations de scintillation interplanétaire et coronale.

A Les données présentes sur la couronne

Les données sur les fluctuations de densité coronales, qui ont été traditionnellement utilisées dans les calculs des effets de la propagation sur les caractéristiques des sursauts radio, provenaient essentiellement des observations de scintillation interplanétaire de radiosources, extrapolées vers les faibles distances au soleil. Les observations plus récentes de scintillation de sondes interplanétaires vues en occultation derrière la couronne ont permis de préciser ces estimations grâce à des mesures effectuées beaucoup plus près du soleil, jusqu'à environ 1 rayon solaire de la surface (par exemple, Woo et Armstrong: 1979). On trouve un spectre de fluctuations de densité continu sur un domaine très étendu de longueurs caractéristiques, correspondant à des variations de densité de quelques pourcents. Cependant, les incertitudes sur les propriétés réelles des fluctuations de densité demeurent grandes, à cause de l'accumulation de nombreuses incertitudes: sur la vitesse du vent solaire en fonction de l'altitude près de son démarrage, sur les modèles de densité moyenne, sur l'anisotropie du milieu et la forme des inhomogénéités, sur l'interprétation théorique des spectres de scintillation... En particulier, les interprétations actuelles de ces spectres ne tiennent pas compte du tout de la structure fibreuse de la couronne, qui est peut être la propriété dominante, et qui a une importance fondamentale dans l'interprétation des sursauts radio. Comme les fibres sont à peu près parallèles à la vitesse du vent solaire, la figure de diffraction qu'elles forment est à peu près stationnaire aux yeux de l'observateur; les fluctuations de densité réelles correspondant aux fibres peuvent donc être beaucoup plus importantes que celles déduites de l'interprétation actuelle des spectres de scintillation.

Les observations optiques directes en lumière blanche apportent une

information complémentaire. Elles montrent le caractère extrêmement inhomogène de la couronne à grande échelle: arches, jets, fibres... On trouve toutes les dimensions, jusqu'à la limite de résolution des images, soit $\sim 3.10^3$ km (par exemple, Koutchmy et Stellmacher: 1976), ce qui laisse penser que les inhomogénéités continuent vers les échelles inférieures. Les fluctuations de densité correspondantes sont très facilement supérieures à 2, et peuvent même atteindre des facteurs de l'ordre de 10, voire 100 (Koutchmy S.: communication personnelle).

Le fait qu'on observe ces structures malgré l'intégration le long de la ligne de visée suggère qu'elles sont assez espacées les une des autres. Cela est confirmé par la comparaison des observations en lumière blanche (intensité $I \propto N_e$) et sur des raies spectrales ($I \propto N_e^2$), permettant d'estimer un "coefficient de remplissage":

$$1/k = \frac{\langle N_e \rangle^2}{\langle N_e^2 \rangle}$$

qui tend à représenter la fraction de volume où la matière est concentrée. Leroy et Treillis (1974) et Allen (1975) obtiennent ainsi (ordre de grandeur très approximatif):

$$k \sim 10$$

Ces inhomogénéités semblent essentiellement organisées en structures très allongées, localement parallèles entre elles, dessinant très probablement les lignes de force magnétiques. Trottet et al. (1982) ont même observé précisément que les types III se produisent dans des régions coronales où la présence de petits jets surdensés est particulièrement remarquable. La fig. VII-1 est un exemple de photographie de la couronne où cette structure fibreuse radiale est particulièrement frappante.

Il reste toutefois une forte incertitude sur les paramètres géométriques et sur les facteurs de surdensité. De même on ne sait pas très bien si ces jets surdensés sont plutôt à 1 dimension, en forme de fibres, ou à 2 dimensions, en forme de feuilles. Un indice en faveur des fibres est qu'en rayons X la couronne présente de nombreux points brillants et non des lignes brillantes (Golub et al.: 1974). Il est également possible que les "jets" de Brueckner et Bartoe (1983) soient en relation avec des fibres coronales. Des observations optiques stéréoscopiques devraient permettre un jour de résoudre clairement cette question.

B Modèle synthétique de couronne.

Nous allons maintenant comparer cette image actuelle de la couronne aux indications fournies par nos propres résultats, au cours des chapitres IV et VI. Rappelons que nous avons cherché à rendre compte des effets observés sur les types III en invoquant les inhomogénéités les moins extrêmes possibles, c'est à dire celles impliquant les fluctuations de densité minimums, sur des longueurs caractéristiques maximums. Le tableau suivant réunit les caractéristiques des 3 classes d'inhomogénéités auxquelles nous sommes arrivés.

effet	!	N_{e2}/N_{e1}	l (km)	$1/k$
	!			
guidage du rayonnement radio	!	3	10^4	<1
	!			
diagramme de rayonnement des types IIIb et f_H/f_F dans les paires de types U	!	1,5	10^3	~ 1
	!			
amortissement des ondes de plasma	!	1,3	$3 \cdot 10^2$	~ 1
	!			

N_{e2}/N_{e1} est le rapport de densité typique entre zones surdenses et sousdenses; l est la longueur typique des inhomogénéités; $1/k$ est le coefficient de remplissage (volume surdense/sousdense) permettant de rendre compte au mieux de l'effet observé.

On s'aperçoit que les 3 paramètres considérés forment une progression continue. Tout se passe comme si une propriété donnée des types III résultait de l'effet d'une tranche donnée d'un spectre continu de fluctuations de densité. Et ce spectre correspond assez bien aux autres données sur la couronne. A grande échelle, en accord avec les observations optiques, on a de fortes fluctuations de densité et les zones surdenses n'occupent qu'une faible fraction du volume total. A petite échelle, en accord avec les observations de scintillation, les fluctuations de densité sont devenues beaucoup plus faibles et le rapport des volumes zones surdenses/sousdenses a augmenté jusqu'à ~ 1 .

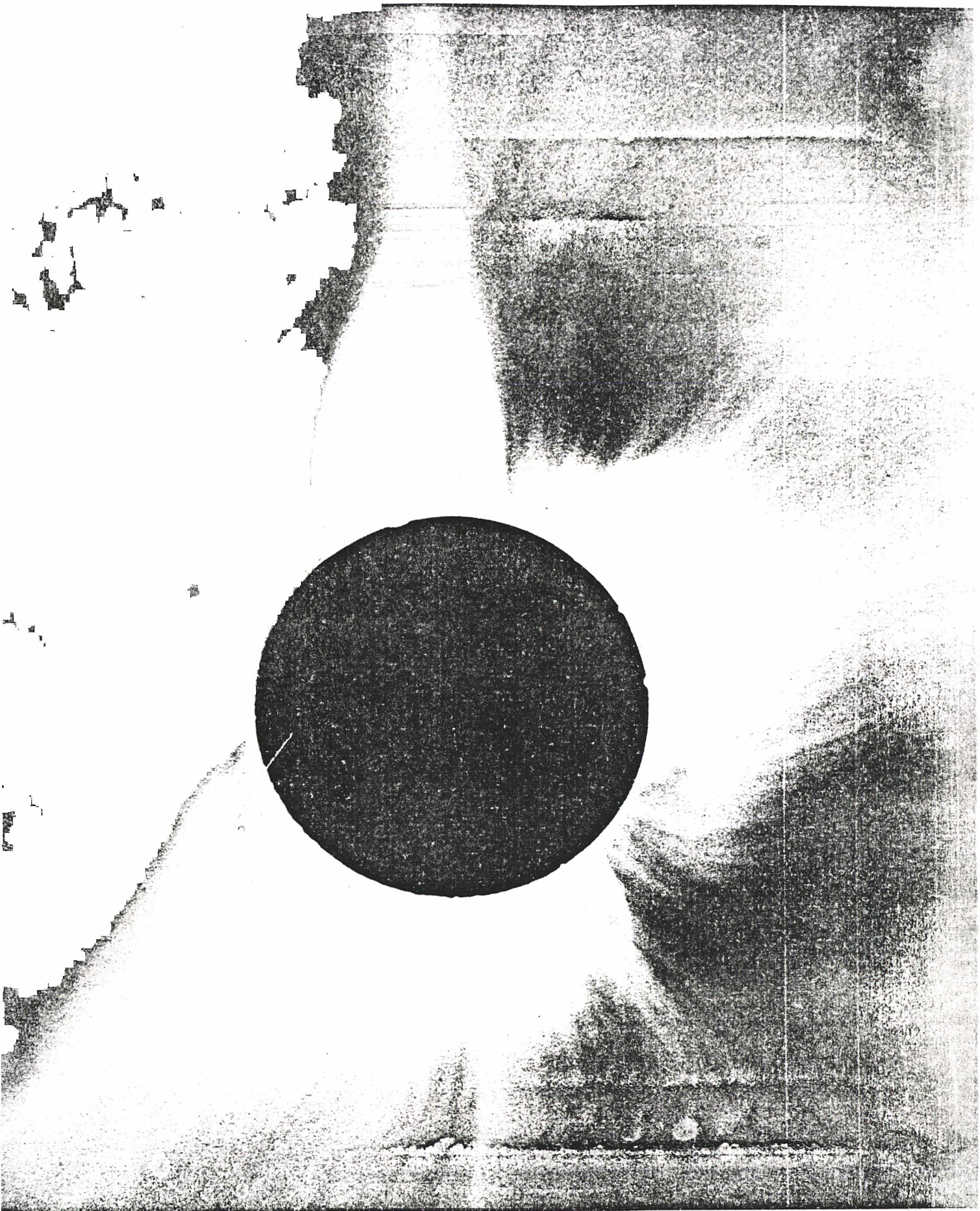


Fig. VII-1 Photographie de la couronne en lumière blanche lors de l'éclipse du 661112 (document HAO, communiqué par M.J. Martres). Remarquer la structure en fibres radiales, jusqu'à des échelles aussi petites que la limite de résolution, suggérant que le spectre des dimensions transversales des fibres s'étend jusqu'à des valeurs ≤ 1000 km.

Ces propriétés ressemblent également à celles du vent solaire observées in situ; à titre d'exemple, on présente un extrait des enregistrements de densité de ISEE 3 (King, 1983) en Fig. VII-2. Les frontières de secteurs ou de courants lents/rapides forment des zones surdenses étroites, superposées à des fluctuations de densité permanentes, plus faibles, à plus petite échelle et d'allure plus gaussienne.

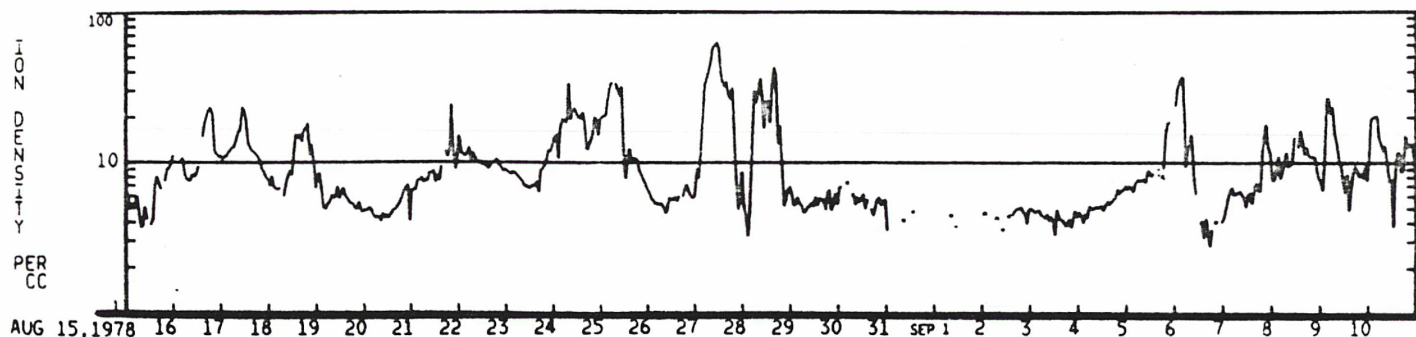


Fig. VII-2 Densité du vent solaire mesurée in situ par ISEE-3 (King: 1983). Remarquer la présence de zones surdenses étroites analogues aux fibres surdenses qui assurent le guidage du rayonnement dans la couronne solaire.

Notons que les propriétés des sursauts de type III que nous avons exploitées dans le cadre de ce modèle présentent un certain paradoxe: le rayonnement électromagnétique provient essentiellement des zones sousdenses à grande échelle (région interfibre), mais des zones surdenses à petite échelle, en ce qui concerne le mode F ou lorsqu'on invoque l'amortissement Landau réfractif des ondes de plasma. La solution de ce paradoxe apparent tient aux 2 différences fondamentales entre les échelles de longueur extrêmes:

- concernant le rapport entre les volumes des zones sousdenses et surdenses; l'importance relative du rayonnement issu des zones sousdenses ou surdenses dépend directement du volume total respectif de ces régions; (le raisonnement sur l'amortissement Landau des ondes de plasma est basé sur le fait qu'à petite échelle les minimums de densité ne représentent qu'une faible fraction du volume total);
- concernant le rapport entre la distance caractéristique des inhomogénéités et l'échelle de hauteur; lorsque ce rapport est grand (~ 1), tout le rayonnement est guidé; lorsqu'il est petit ($\ll 1$), le rayonnement F des zones sousdenses est absorbé.

VIII CONCLUSION

Les progrès dans notre connaissance des sursauts de type III semblent actuellement plus limités par le manque de contraintes observationnelles assez précises que par l'insuffisance de la théorie. On a calculé l'interaction faisceau-plasma dans de nombreuses conditions possibles mais la difficulté vient de ce qu'on ne connaît pas assez bien les données du problème. Les incertitudes qui règnent sur la densité et les dimensions du faisceau, sur la forme de sa fonction de distribution, sur l'état de turbulence initial du plasma ambiant, sur la valeur du champ magnétique etc... laissent ouverte la voie à un nombre considérable de possibilités théoriques. Ce qu'il faut, c'est améliorer la précision des paramètres mesurés et essayer d'en mesurer de nouveaux.

Le problème se présente très différemment entre haute et basse fréquence. En effet, en basse fréquence on peut faire des mesures in situ des électrons excitateurs et des ondes de plasma qu'ils engendrent, ce qui est un avantage énorme. Mais les résultats obtenus ainsi, dans le milieu interplanétaire, sont très difficiles à extrapoler aux conditions coronales où faisceau et milieu ambiant ont beaucoup de raisons d'être très différents. En haute fréquence, on ne dispose guère que du rayonnement électromagnétique; mais ce rayonnement contient plus d'information sur la source qu'en basse fréquence car les effets perturbateurs de la propagation, tout en n'étant pas négligeables a priori, sont certainement moins importants dans la couronne que dans le milieu interplanétaire (Steinberg: 1972; Fainberg et al.: 1984; Steinberg et al.: 1984). Le rayonnement électromagnétique contient une information assez directe sur les ondes de plasma qui sont au coeur du processus d'interaction: la forme du diagramme de rayonnement primaire dépend du spectre des ondes de plasma et le profil temporel de l'intensité dépend de leur évolution. Les observations stéréoscopique et spectrale nous ont permis d'apporter une contrainte observationnelle nouvelle et forte respectivement sur chacun de ces 2 points cruciaux.

Ensuite, l'exploitation avancée des caractéristiques observées des sursauts se heurte à l'incertitude relative aux effets de la propagation du rayonnement électromagnétique. La connaissance précise de ces effets s'avère de plus en plus indispensable et urgente. L'observation stéréoscopique des sursauts nous a permis d'en déterminer quelques propriétés particulières.

Par ailleurs, les résultats que nous avons obtenus concernant les types III, en particulier sous leur forme de types U, nous ont permis de dépasser le strict cadre de ces sursauts et de les utiliser effectivement comme un moyen d'exploration de la couronne.

Nous allons résumer ces divers résultats en indiquant leurs principaux prolongements immédiats, puis nous verrons ce qu'ils suggèrent comme grandes lignes d'action futures. La Fig. VIII-1 permet de suivre de manière synoptique comment nos résultats s'articulent par rapport aux grands problèmes à résoudre et ce qu'on peut esquisser comme voies possibles pour les progrès à venir.

A Résumé des résultats et prolongements immédiats.

Nous avons mesuré le diagramme de rayonnement "à la sortie de la couronne" de façon partielle sur les types III F et H à 169 MHz, et de façon complète sur les types III et types IIIb à 60 et 30 MHz. C'est la première fois qu'on détermine le profil complet du diagramme de rayonnement moyen de sursauts solaires et cette mesure constitue pour l'avenir une contrainte nouvelle très forte sur les modèles de source primaire et de propagation coronale du rayonnement. Nous trouvons une différence caractéristique suivant le type spectral des sursauts, ce qui donne quelque confiance dans les diagrammes obtenus. La différence entre les 2 composantes des paires confirme leur identification comme paires F-H (fondamental-harmonique): les composantes F sont plus directives parce qu'elles sont plus réfractées. La différence entre les types III et IIIb prouve que leurs sources primaires sont très différentes, et correspondent probablement aux modes F et H.

Nous avons montré que la décroissance du profil temporel des types III ou U ne reflète pas l'amortissement local des ondes de plasma mais qu'elle est déterminée par le profil longitudinal du faisceau excitateur. Il en est donc de même du profil temporel des ondes de plasma de la source dans son ensemble. Il s'ensuit une contrainte précise sur la rapidité du processus d'amortissement; l'amortissement par effet Landau réfractif sur les inhomogénéités de densité à petite échelle offre une possibilité attrayante.

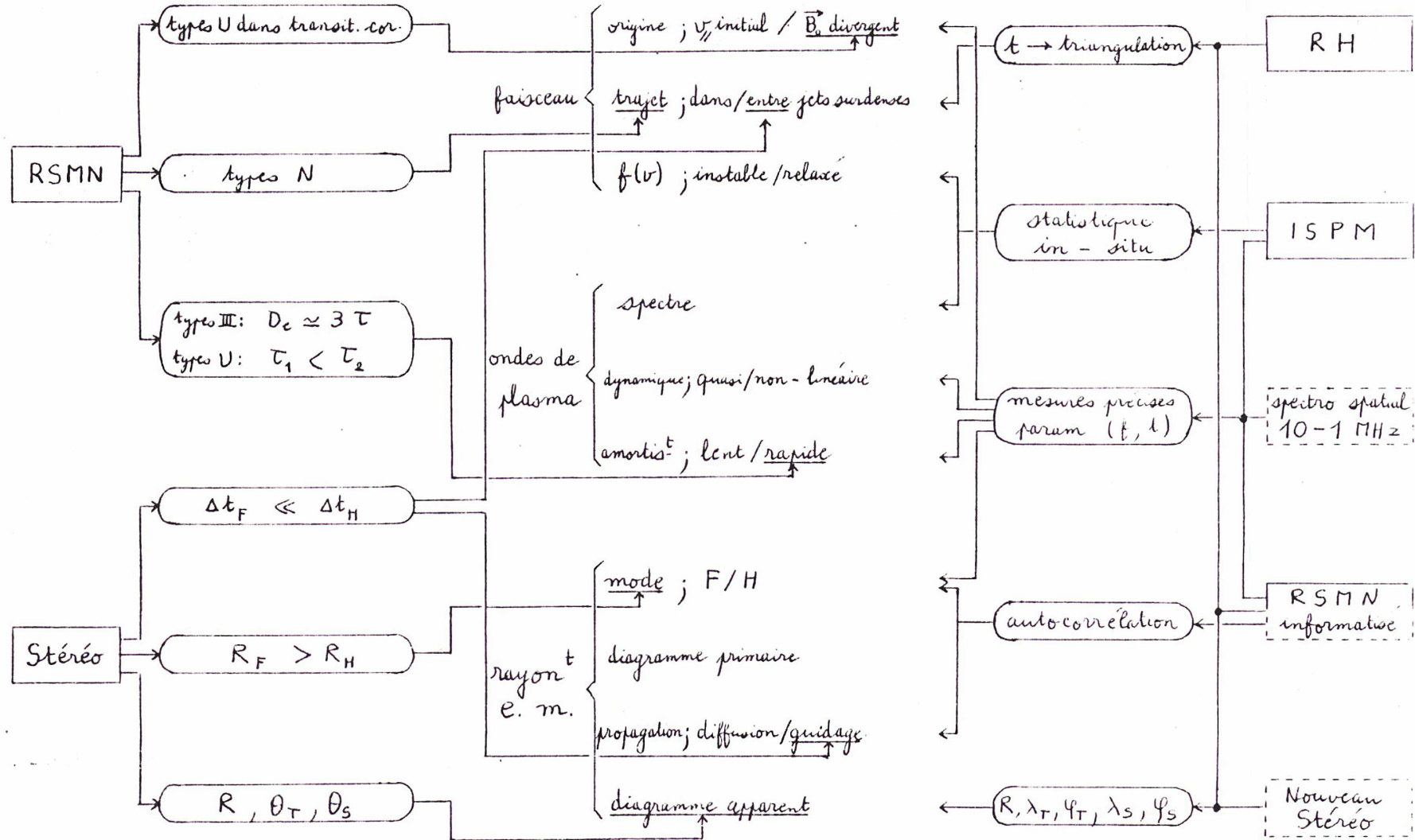


Fig. VIII-1: Progression de notre connaissance des types III par rapport aux problèmes généraux à résoudre. On montre le cheminement instrument → méthode → résultat effectué dans le cadre de notre travail (de gauche à droite), et que l'on peut espérer pour l'avenir (de droite à gauche), avec les grandes expériences françaises en cours ou avec d'éventuels projets.

Nous avons mis en évidence l'influence des effets de propagation sur les caractéristiques apparentes des sursauts dans certains cas particuliers: coupure du diagramme de rayonnement aux grands angles; image apparente du mode fondamental beaucoup plus haute et plus grosse que la source réelle. Ces propriétés de la propagation sont fortement en faveur d'effets de propagation dominés par le guidage du rayonnement entre les grandes structures surdenses et divergentes de la couronne.

Ces diverses propriétés des types III font intervenir différentes échelles d'inhomogénéités coronales, qui aboutissent à un modèle de couronne cohérent et en accord avec ce que l'on sait de la couronne par ailleurs ou ce que l'on peut en supposer raisonnablement: fluctuations de densité assez faibles et aléatoires à petite échelle, s'amplifiant progressivement vers les grandes échelles, et se concentrant en des surdensités étroites.

On a précédemment effectué des simulations numériques de la propagation coronale du rayonnement électromagnétique par tracé de rayons en couronne réfractante sphérique homogène, puis en introduisant l'absorption du rayonnement et sa diffusion sur des inhomogénéités d'importance, de dimensions et de forme variables, puis en tenant compte de l'influence de grands jets surdenses... (Jaeger et Westfold: 1950; Fokker: 1965; Steinberg et al.: 1971; Riddle: 1974; Bougeret et Steinberg: 1977). Mais on manquait alors de contraintes précises concernant le diagramme de rayonnement à la sortie de la couronne. De plus, nous avons vu que l'on a maintenant de bonnes raisons de penser que la propagation à grande échelle est dominée par le guidage du rayonnement entre les grandes structures surdenses plutôt que par la diffusion aléatoire sur les petites inhomogénéités. On n'a effectué jusqu'à présent que quelques calculs préliminaires dans ces conditions (Robinson: 1983). Il faudrait donc reprendre plus complètement le calcul des effets du guidage du rayonnement, et avec la contrainte nouvelle du diagramme de rayonnement à la sortie de la couronne.

Nous avons découvert que les sursauts de type U ont tendance à se produire dans les arches magnétiques transitoires. L'interprétation la plus naturelle est d'admettre les 2 propriétés suivantes; d'abord, immédiatement après la sortie de la source d'accélération, le vecteur vitesse des électrons est essentiellement perpendiculaire au champ magnétique; ensuite, comparées aux arches stationnaires constituant une bonne partie de la couronne, seules les arches en expansion ont une

structure magnétique suffisamment divergente vers le haut pour donner lieu au processus de conversion $v_{\perp} \rightarrow v_{//}$. Un tel processus de formation des faisceaux d'électrons permet d'expliquer qu'on trouve toujours un champ magnétique fortement divergent au dessus de leurs sources.

Nous avons découvert une nouvelle forme de sursaut, le type N, qui sont des types U prolongés par une 3^e branche, et que nous interprétons par la réflexion du faisceau excitateur sur miroir magnétique, dans le champ magnétique convergent vers le bas, au pied de l'arche opposé à la source d'accélération. C'est la première fois qu'on met directement en évidence la réflexion d'un faisceau d'électrons par effet miroir magnétique dans la couronne solaire. Les types N sont caractérisés par un grand nombre de paramètres et contiennent donc potentiellement beaucoup d'information sur les arches magnétiques dans lesquels les faisceaux excitateurs sont piégés. Il faudrait donc maintenant faire une simulation numérique de la propagation libre d'un paquet d'électrons lâché avec une fonction de distribution donnée, au pied d'une arche de forme donnée, avec un modèle de densité coronale donné. On suivrait l'évolution temporelle de la densité du faisceau à chaque altitude et l'on comparerait au spectre dynamique des types N.

B Perspectives

Pour pouvoir remonter du diagramme de rayonnement apparent que nous avons mesuré au diagramme primaire il faut connaître l'influence des effets de propagation. Il en est de même pour déterminer le mode de rayonnement des sursauts, pour interpréter correctement l'altitude et la dimension des sources, la polarisation etc... Les paires constituent pour cela un moyen particulièrement précieux, malgré leur relative rareté (vers 200 MHz); elles permettent en effet de comparer les effets de propagation à peu près au même moment et au même endroit pour 2 sources primaires différentes. Nous avons proposé que la 1^e composante corresponde au mode F et qu'elle donne une image apparente plus haute et plus grosse que la source primaire, alors que la 2^e composante, de mode H, donne une image peu différente de la source primaire. Il serait important de pouvoir confirmer cette conception. Nous proposons un test facile et rapide, à partir de l'observation radichéliographique de l'augmentation du diamètre des sursauts à fréquence donnée au cours même des sursauts (Raoult, Pick: 1980): si notre conception est correcte, seuls les composantes H (majorité des sursauts) montreront cet effet; les composantes F ne le montreront pas

puisque l'augmentation des dimensions de la source primaire sera invisible sur l'image diffusée qui est plus grosse.

Mais la véritable pierre d'achoppement dans la détermination précise des effets de propagation tient à notre ignorance de la trajectoire des faisceaux excitateurs par rapport aux grandes structures surdenses de la couronne. Typiquement, si le rayonnement nous parvient essentiellement de régions surdenses étroites, les effets de propagation seront faibles; si au contraire le rayonnement nous parvient essentiellement de vastes régions homogènes ou de régions entourées de parties plus denses, alors ces effets seront importants. De nombreux auteurs ont tenté de localiser les types III par rapport aux grandes structures coronales, par exemple: Leblanc et al. (1974), Mercier et Rosenberg (1974), Trottet et al. (1982), Kundu et al. (1984). Ils ont comparé les positions interférométriques radio à la couronne observée en lumière blanche. Mais la position le long de la ligne de visée restant inconnue, ils ont toujours dû faire une hypothèse supplémentaire: propagation radiale, altitude moyenne... Ces hypothèses entraînent une erreur facilement supérieure aux dimensions caractéristiques des structures coronales concernées. En conséquence, aucune conclusion définitive ne peut être tirée de cette manière. Le seul moyen de résoudre ce problème est d'effectuer la localisation complète des sources, à 3 dimensions. L'exploitation que nous avons faite des mesures de décalage en temps stéréoscopiques nous a montré qu'on pouvait en déduire la 3^e dimension qui manque aux observations faites du sol; mais nous ne disposions alors d'observations au sol qu'à 1 seule dimension (Stéréo 1) ou d'observations à 2 dimensions, que nous comptons exploiter dans ce sens, mais qui ne sont pas très abondantes et n'existent qu'aux alentours de 60 MHz. Ainsi, le moyen le plus prometteur de résoudre le problème de la position des types III par rapport aux grandes structures coronales, et donc celui des effets de la propagation, serait de refaire des observations stéréoscopiques simultanées avec les observations du radiohéliographe de Nançay. L'intersection du plan fourni par le décalage en temps, et de la droite fournie par la position mesurée au sol, déterminera sans ambiguïté la position de la source (apparente) à mieux que l' près, position que l'on comparera à des reconstitutions de la couronne à 3 dimensions effectuées à partir d'observations optiques les plus complètes possibles. Toute une série de difficultés actuelles pourraient alors se résoudre en cascade, en utilisant notre mesure du diagramme de rayonnement apparent: position → effets de propagation → mode

de rayonnement et diagramme primaire → spectre des ondes de plasma → description de la dynamique faisceau-plasma → caractéristiques du faisceau → caractéristiques de la source des électrons excitateurs → conditions d'accélération...

Par ailleurs, l'étude fine des types U nous a montré que l'on manque de mesures de références précises concernant les types III, et nous constatons que nous avons obtenu les résultats les plus solides à partir d'études statistiques faites sur des mesures soignées (exemple typique des diagrammes de rayonnement). Il nous semble que cela indique la voie vers laquelle il faut désormais s'engager. La radioastronomie solaire a connu schématiquement 2 grandes étapes:

- une étape d'études statistiques peu détaillées, jusqu'à 1970 environ; les instruments ne fournissaient pas alors de données très précises ni détaillées; on pouvait réunir rapidement un grand nombre de mesures sans beaucoup d'efforts, mais on ne savait pas très bien ce qu'on avait mesuré;
- ensuite, une étape d'études détaillées, cas par cas; les instruments fournissaient alors des observations très précises et complètes; il fallait beaucoup de temps pour étudier proprement un seul événement, de sorte qu'on ne pouvait pas se permettre d'en étudier un grand nombre.

Aujourd'hui, grâce au travail considérable fourni précédemment par les radioastronomes solaires, on a des vues beaucoup plus précises sur ce qu'il faut mesurer et comment il faut le mesurer. De plus, l'avènement de moyens informatiques de stockage et de traitement de grandes quantités de données, et d'outils de dépouillement très puissants, permettent d'envisager d'aborder une 3^e étape:

- statistique fine, réunissant à la fois une définition soignée de chaque mesure et un grand nombre de mesures.

Il faudrait en particulier orienter les instruments vers un fonctionnement en "routine intelligente": des programmes de surveillance automatique de l'activité permettraient de faire de la compression de données en temps réel, de sélectionner avec toute la résolution de l'instrument les événements intéressants, d'être en interaction instantanée avec les autres instruments complémentaires... Cet automatisme irait jusqu'à la création automatique de bases de données réunissant toutes les caractéristiques souhaitables des sursauts enregistrés.

Une des priorités devrait être de déterminer sur une très large base statistique, donc avec une grande précision, les lois moyennes de

variation des paramètres caractéristiques des types III en fonction de la fréquence, des plus hautes aux plus basses fréquences; ce sont ces lois qui contiennent l'information sur la durée de l'injection initiale, sur l'évolution du faisceau le long de sa trajectoire et sur les changements probables des mécanismes d'interaction des ondes de plasma avec le faisceau et avec le milieu ambiant, de la basse couronne au vent solaire. On pourrait également ainsi étudier facilement les relations de ces divers paramètres entre eux, leur dépendance éventuelle en fonction de la phase du cycle d'activité solaire etc... Nous sommes bien placés pour ce programme puisque des instruments français très performants couvrent à la fois les hautes fréquences avec le Radio Spectrographe Multicanal Numérique et le Réseau Décamétrique à Nançay, et les basses fréquences avec ISEE-3 puis ISPM dans l'espace. Il ne resterait plus qu'à combler le domaine intermédiaire au moyen d'un spectrographe spatial 10-1 MHz en orbite terrestre; cette région du spectre serait particulièrement intéressante à observer car elle correspond à la transition couronne-vent solaire et elle est le lieu privilégié de la fusion des groupes de sursauts haute fréquence en sursauts uniques basse fréquence.

Le Radiohéliographe de Nançay, dans sa version à 2 dimensions et multifréquence, donnant la polarisation et disposant d'une haute résolution temporelle, fera faire quant à lui des progrès considérables à notre connaissance des types III au voisinage de leur démarrage. Il a déjà permis de découvrir l'apparence "multisource" des sursauts et l'augmentation du diamètre au cours d'un sursaut. Ces observations, étendues sur de vastes bases statistiques, apporteront les contraintes observationnelles précises indispensables à la description exacte des types III en haute fréquence.

Les données de ISEE-3 sont actuellement en train de renouveler complètement nos idées sur les types III basse fréquence: propriétés des orages (Bougeret et al.: 1984a; Bougeret et al.: 1984b), importance considérable des effets de propagation (Fainberg et al.: 1984; Steinberg et al.: 1984), existence possible systématique des modes de rayonnement F et H dans chaque sursaut (Dulk et al.: 1984)... Mais les mesures des caractéristiques des faisceaux excitateurs et des ondes de plasma effectuées in situ dans le vent solaire devront être reprises de façon plus statistique qu'actuellement. Il faudrait arriver à avoir des idées précises sur la fonction de distribution typique des faisceaux, sur le spectre des ondes de plasma et sur la manière dont elles se condensent en

solitons, sur les relations temporelles et spatiales entre faisceaux, ondes de plasma et rayonnement électromagnétique...

A partir de spectres numériques et avec des moyens de calcul importants, on pourrait également reprendre le problème de la génération des modes F et H sur une base entièrement nouvelle, en étudiant la fonction d'autocorrélation à 2 dimensions de l'intensité en fonction du temps et de la fréquence. On mettrait ainsi en évidence les structures F-H présentes en grand nombre sur un spectre dynamique mais individuellement invisibles à l'oeil: on observera sur la fonction d'autocorrélation un pic situé sur le rapport en fréquence et le décalage en temps moyens des structures F-H. Ces 2 quantités contiennent une information directe sur les effets de propagation; il sera particulièrement intéressant d'étudier leur variation en fonction de la position de la source dans la couronne.

Par ailleurs, le temps humain libéré par ces techniques automatiques d'exploitation des données pourra être beaucoup plus utilement consacré à la comparaison des données des différents instruments entre eux, en particulier dans les autres parties du spectre électromagnétique.

Une voie potentiellement très riche qui s'ouvre aujourd'hui est la comparaison des 3 formes de rayonnement produites par les électrons énergétiques issus des éruptions: rayonnement X Brehmstrahlung dans la chromosphère, rayonnement centimétrique gyrosynchrotron dans la basse couronne et rayonnement métrique plasma dans la couronne sous forme de types III (Kane et al.: 1980; Kane et Raoult: 1981; Kosugi: 1981; Benz et al.: 1983). On peut s'attendre, par exemple, à ce que la fréquence de démarrage des types III dépende des indices spectraux X et centimétriques, du fait que la distance de propagation du faisceau nécessaire à l'établissement d'une pente positive sur la fonction de distribution totale des électrons faisceau + milieu dépend de la densité et de la vitesse moyenne initiales des électrons excitateurs. De plus, les grands interféromètres centimétriques, tels que celui de Westerbork et le VLA, permettent d'observer les arches compactes contenant la population initiale d'électrons énergétiques avec une haute résolution spatiale; la comparaison de ces observations avec les observations des types III au voisinage de leur fréquence de démarrage, faites avec des instruments tels que le Radiohéliographe et le Radio Spectrographe Multicanal Numérique de Nançay, devraient être riches d'information sur la région qui sépare les lignes de force magnétiques fermées et ouvertes, et qui peut être liée assez directement aux phénomènes de reconnexion magnétique et

d'accélération des particules (comme dans le modèle d'éruption de Heuvaerts et al.: 1977). On peut espérer, par ce genre d'observation, répondre à la question de l'origine des électrons excitateurs des types III: proviennent-ils des régions de lignes fermées par dérive perpendiculaire au champ magnétique, les amenant en quelques secondes sur des lignes ouvertes (Emslie et Vlahos: 1980)? Sont-ils accélérés en absorbant le rayonnement maser gyrosynchrotron des électrons piégés dans les lignes fermées voisines (Sprangle et Vlahos: 1983)?...

Au niveau théorique, on saura mieux vers où diriger les efforts lorsqu'on sera en possession de contraintes observationnelles plus précises, mais on sera de toute façon probablement amené à approfondir la description non linéaire de l'interaction faisceau-plasma. Il serait dès maintenant souhaitable d'étendre cette description aux conditions coronales. Il faudrait également arriver à décrire l'évolution complète des solitons, jusqu'à leur disparition; il faudrait mieux comprendre la génération des 2 modes F et H, le rôle du champ magnétique et de la turbulence basse fréquence... Il faudrait aussi trouver une explication satisfaisante à la décroissance remarquablement exponentielle des sursauts basse fréquence. Il faudrait également mieux comprendre les problèmes de transfert de la polarisation.

Le phénomène type III est difficile à comprendre car il fait intervenir plusieurs mécanismes simultanés, mal connus individuellement et dont les effets sont intimement mélangés aux yeux de l'observateur. Les méthodes nouvelles que nous venons d'esquisser, en particulier la triangulation stéréoscopique et l'exploitation statistique fine des données des grands instruments actuels, devraient permettre, en augmentant le nombre de contraintes observationnelles, de mieux séparer ces différentes contributions, et par suite de lever tout ou partie des grandes incertitudes actuelles sur les données de base du phénomène. On serait alors plus en mesure de préciser le type de théorie à appliquer, ouvrant la voie à la compréhension détaillée du mécanisme d'interaction faisceau-ondes de plasma-rayonnement électromagnétique tel qu'il se déroule effectivement. La comparaison avec les autres données, centimétriques, optiques, X..., devrait permettre de mieux intégrer le phénomène au sein de l'activité solaire en général et l'on pourrait alors espérer pouvoir réellement utiliser les sursauts de type III comme un outil d'étude des processus d'accélération et comme un moyen d'exploration de l'héliosphère en général.

ANNEXE

Ensemble instrumental utilisé pendant les expériences Stéréo

Stéréo 1 - Terre

spectrographe 11 canaux couvrant la bande 179 - 159 MHz
 numérisé sur 11 bits à 25 points/s
 antenne poursuivant le soleil: diamètre = 6 m ; gain = 18 dB

interféromètre à corrélation, à 169 MHz
 3 antennes en ligne, espacées de 100 m et 700 m

Stéréo 1 - sonde Mars 3: observations du 710528 au 720224

récepteur à 169 MHz; bande passante = 750 kHz
 antenne Yagi 3 éléments; gain = 8 dB
 numérisation sur 8 bits, à 8 points/s

Stéréo 5 - Terre

(en plus de l'équipement sol Stéréo 1)

2 spectrographes à 11 canaux, couvrant 1 MHz autour de 60 MHz et 30 MHz
 bande passante de chaque canal = 40 kHz
 antennes Yagi 5 éléments sans poursuite; gain = 10 dB
 numérisation sur 11 bits à 10 points/s

interféromètre à corrélation à 75 MHz
 3 antennes triple-Yagis en triangle, espacées de 120 m

Stéréo 5 - sonde Mars 7: observations du 730810 au 740523

récepteur à 60 et 30 MHz; bande passante = 600 kHz
 antenne monopôle à 60 MHz (2,5 m): gain = 2,0 dB
 " dipôle " 30 " (10 m) " 3,8
 numérisation sur 8 bits, chaque fréquence à 4 points/s

REFERENCES

- Aarons J.: 1965, Solar system radioastronomy, Plenum Press.
- Achong A., Barrow C.H.: 1975, Solar type III burst profiles at decameter-wave frequencies, II: Exciter, Solar Phys. 45, 467-476.
- Alexander J.K., Malitson H.H., Stone R.G.: 1969, Type III radio bursts in the outer corona, Solar Phys. 8, 388-397.
- Allen C.W.: 1975, Quiet and active solar emission of FeXV 284 Å radiation, Mon. Not. R. astr. Soc. 172, 159-173.
- Alvarez H., Haddock F.T.: 1972, Decay time of type III solar bursts, High Energy Phenomena on the Sun, Symp. NASA-GSFC, Ed. Ramaty, Stone, 537-539.
- Alvarez H., Haddock F., Lin R.P.: 1972, Evidence for electron excitation of type III radio burst emission, Solar Phys. 26, 468-473.
- Aubier M.G.: 1974, Landau damping of type III bursts by the interplanetary electrons of high energy, Astron. Astrophys. 32, 141-146.
- Aubier M.: 1974, Etude de la haute couronne à partir des profils des sursauts radioélectriques de type III, Thèse d'Etat, Univ. Paris 7.
- Aubier M., Boischot A.: 1972, Exciter of type III bursts and coronal temperature, Astron. Astrophys. 19, 343-353.
- Aubier M., Leblanc Y., Moller-Pedersen B.: 1978, Type I and type III storm radiation: summary of the observations and theoretical interpretation of the cut-off frequency, Astron. Astrophys. 70, 685-693.
- Axisa F.: 1974, Structures coronales et accélération des particules à partir d'observations radioélectriques et optiques, Thèse d'Etat, Univ. Paris 7.
- Bardwell S., Goldman M.V.: 1976, Three-dimensional Langmuir wave instabilities in type III solar radio bursts, Astrophys. J. 209, 912-926.
- Barrow C.H., Achong A.: 1975, Solar type III burst profiles at decameter-wave frequencies - I Observations, Solar Phys. 45, 459-465.
- Benz A.O., Barrow C.H., Dennis B.R., Pick M., Raoult A., Simnett G.: 1983, X-ray and radio emissions in the early stages of solar flares, Solar Phys. 83, 267-283.
- Benz A.O., Treumann R., Vilmer N., Mangeney A., Pick M., Raoult A.: 1982, Evidence of primary and secondary bursts in solar type III emission, Astron. Astrophys. 108, 161-168.
- Beynon W.J.G., de Jager C., Rasool S.I., Roederer J.G.: 1974, Type III solar radio bursts and solar electrons in space, Special issue, Space

Sci. Rev. 16,1-323.

- Boischot A.: 1967, Quelques caractéristiques des sursauts solaires de type III sur très basse fréquence, Ann. Astrophys. 30,85-92.
- Boischot A., Lee R.H., Warwick J.W.: 1960, Low-frequency solar bursts and noise storms, Astrophys. J. 131,61-67.
- Bougeret J.L.: 1981, Some effects produced by the ionosphere on radio interferometry: fluctuations in apparent source position and image distortion, Astron. Astrophys. 96,259-266.
- Bougeret J.L.: 1984, Dossier de demande de rénovation et modernisation de l'acquisition numérique du Radio Spectrographe Muticanal Numérique du DESPA installé à l'observatoire de Nançay - Projet ARTEMIS, Rapport Interne DESPA 243/SPECTRO/55.
- Bougeret J.L., King J.H., Schwenn R.: 1984, Solar radio burst and in situ determination of interplanetary electron density, Solar Phys. 90,401-412.
- Bougeret J.L., Fainberg J., Stone R.G.: 1984, Interplanetary radio storms. 2: Emission levels and solar wind speed in the range 0.05-0.8 AU, Astron. Astrophys., submitted.
- Bougeret J.L., Steinberg J.L.: 1977, A new scattering process above solar active regions: propagation in a fibrous medium, Astron. Astrophys. 61,777-783.
- Bradford H.M.: 1971, Analysis of the spectra of type III solar radio bursts detected by the Alouette I satellite, Ph. D. Thesis, Queen's Univ., Kingston, Ontario, Canada.
- Bradford H.M., Hughes V.A.: 1974, The excitation and decay of low frequency type III solar radio bursts, Astron. Astrophys. 31,419-429.
- British National Committee on Space Research: 1975, A discussion on the physics of the solar atmosphere, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 281,293-515.
- Brueckner G.E., Bartoe J.D.F.: 1983, Observations of high energy jets in the corona above the quiet sun, the heating of the corona, and the acceleration of the solar wind, Astrophys. J. 272,328-348.
- Caroubalos C.: 1973, Sursauts radio solaires, Journal de Physique 34,C2,63-68.
- Caroubalos C., Poquérousse M, Bougeret J.L., Crepel R.: 1985, Type N solar radiobursts: reflection of type U burst exciter electron streams on a magnetic mirror, en préparation. (article 10)
- Caroubalos C., Poquérousse M., Steinberg J.L.: 1974, The directivity of type III bursts, Astron. Astrophys. 32,255-267. (article 1)

- Caroubalos C., Steinberg J.L.: 1974, Evidence of solar bursts directivity at 169 MHz from simultaneous ground based and deep space observations (Stereo-1 preliminary results), *Astron. Astrophys.* 32,245-253.
- Chambe G., Lantos P.: 1971, Influence of helium and heavy elements on the radio absorption coefficient, *Solar Phys.* 17,97-98.
- CNRS: 1978, Pleins feux sur la physique solaire, Deuxième Assemblée européenne de Physique solaire, et Contexte coronal des éruptions solaires, Colloque interne du CNRS n° 282.
- Daigne G.: 1973, L'interféromètre à corrélation utilisé au cours de l'expérience Stéréo 1, Rapport interne DESPA 113/STER-I.
- Daigne G., Møller-Pedersen B.: 1974, Characteristic pairs of type III solar radio bursts, *Astron. Astrophys.* 37,355-366.
- Daigne G.: 1975, Etude de la "structure harmonique" dans les sursauts radioélectriques solaires de type III, Thèse d'Etat, Univ. Paris 7.
- Daigne G.: 1975, On the "harmonic structure" in type III solar radio bursts, *Astron. Astrophys.* 38,141-143.
- Daigne G.: 1975, Characteristic pairs of type III bursts as the electromagnetic response to a dispersive stream exciter, *Astron. Astrophys.* 42,71-79.
- De La Noe J., Boischoat A.: 1972, The type IIIb burst: a precursor of decameter type III radio burst, *Astron. Astrophys.* 20,55-62.
- De La Noe J.: 1974, On the probability of occurrence of type IIIb bursts as a precursor, *Solar Phys.* 37,225-233.
- De La Noe J.: 1975, Spectral characteristics of stria, split pair and triple bursts, *Astron. Astrophys.* 43,201-214;
- De La Noe J.: 1975, Sursauts radioélectriques solaires de type IIIb - Analyse des observations et mécanisme d'émission, Thèse d'Etat, Univ. Paris 7.
- Dryer M., Tandberg-Hanssen E. (éd.): 1979, Solar and interplanetary dynamics, Symp. UAI 91.
- Dulk G.A., Melrose D.B., Suzuki S.: 1979, Evidence for extreme divergence of open field lines from solar active regions, *Proc. Astron. Soc. Austr.* 3,375-379.
- Dulk G.A., Steinberg J.L., Hoang S.: 1984, Type III bursts in the interplanetary space: fundamental or harmonic ?, *Astron. Astrophys.*, submitted.
- Dulk G.A., Suzuki S.: 1980, The position and polarization of type III solar bursts, *Astron. Astrophys.* 88,203-217.
- Dumas G.: 1982, Le nouveau radiospectrographe multicanal numérique

- installé à la station de radiosastronomie de Nançay, L'onde électrique 62,83-94.
- Dumas G., Caroubalos C., Bougeret J.L.: 1982, The digital multi-channel radiospectrograph in Nançay, Solar Phys. 81,383-394.
- Duncan R.A.: 1979, Wave ducting of solar meter-wave radio emission as an explanation of fundamental/harmonic source coincidence and other anomalies, Solar Phys. 63,389-398.
- Elgarøy Ø.: 1980, Type III-like solar radio bursts, Astron. Astrophys. 82,308-313.
- Elgarøy Ø., Lyngstad E.: 1972, High-resolution observations of type III solar radio bursts, Astron. Astrophys. 16,1-12.
- Elgarøy Ø., Rodberg H.: 1964, On some properties of solar radio bursts of spectral type III, Astrophys. Norv. 8,271-301.
- Emslie A.G., Vlahos L.: 1980, Radiation signatures from a locally energized flaring loop, Astrophys. J. 242,359-373.
- Epstein G.: 1974, Expérience de radioastronomie Stéréo 1 embarquée sur la sonde soviétique Mars III, L'onde électrique 54,281-291.
- Escande D.F., De Genouillac G.V.: 1978, Electron burst relaxation in a fluctuating plasma, Astron. Astrophys. 68,405-413.
- Evans L.G., Fainberg J., Stone R.G.: 1973, Characteristics of type III excitors derived from low frequency radio observations, Solar Phys. 31,501-511.
- Fainberg J., Bougeret J.L., Stone R.G., Lin R.P.: 1984, Direct comparison of electron stream size and radio source size during interplanetary type III storm events,
- Fainberg J., Stone R.G.: 1971, Type III solar radio burst storms observed at low frequencies: part III- Streamer density and solar wind speed, Solar Phys. 17,392-401.
- Fitzenreiter R.J., Evans L.G., Lin R.P.: 1976, Quantitative comparisons of type III radio burst intensity and fast electron flux at 1 AU, Solar Phys. 46,437-446.
- Fokker A.D.: 1965, Coronal scattering of radiation from solar radio sources, Bull. Astr. Inst. Netherlands 18,111-124.
- Gary D.E.: 1982, Radio emission from solar and stellar coronae, Ph.D. Thesis, Univ. Colorado.
- Genova F., Aubier M.G.: 1983, Terrestrial ionospheric effects on solar decameter spectra, Ann. Geophys. 1,415-424.
- Gergely T.E.: 1974, Decameter storm and type IV radiation, Ph. D. Thesis, Univ. Maryland.

- Goldman M.V.: 1983, Progress and problems in the theory of type III solar radio emission, *Solar Phys.* 89,403-442.
- Goldman M.V., Dubois D.F.: 1983, Beam-plasma instability in the presence of low frequency turbulence, préprint.
- Goldstein M.L., Smith R.A., Papadopoulos K.: 1979, Nonlinear stability of solar type III radio bursts. II. Application to observations near 1 AU, *Astrophys. J.* 234,683-695.
- Golub L., Krieger A.S., Silk J.K., Timothy A.F., Vaiana G.S.: 1974, Solar X-ray bright points, *Astrophys. J.* 189,L93-L97.
- Grognard R.J.M.: 1983, Limitation imposed by strong Langmuir turbulence on the self-consistency of the quasi-linear dynamics, *Solar Phys.* 83,207-215.
- Gurnett D.A., Anderson R.R.: 1976, Electron plasma oscillations associated with type III radio bursts, *Science* 194,1159-1162.
- Gurnett D.A., Anderson R.R.: 1977, Plasma wave electric fields in the solar wind: initial results from Helios 1, *J. Geophys. Res.* 82,632-650.
- Hartz T.R.: 1969, Type III solar radio noise bursts at hectometer wavelengths, *Planet. Space. Sci.* 17,267-287.
- Harvey C.C.: 1976, Type III solar radio burst profiles and the associated electron energy spectra, *Astron. Astrophys.* 47,31-41.
- Harvey C.C., Aubier M.G.: 1973, Landau damping of type III solar radiobursts, *Astron. Astrophys.* 22,1-8.
- Heyvaerts J.: 1975, The effect of electron density fluctuations on the fundamental radiation of type III bursts, *Astron. Astrophys.* 38,45-49.
- Heyvaerts J.: 1979, Plasma and solar physics. The solar flare phenomenon, *J. Phys.* 40,c7,37-46.
- Heyvaerts J., Priest E.R., Rust D.M.: 1977, An emerging flux model for the solar flare phenomenon, *Astrophys. J.* 216,123-137.
- Heyvaerts J., Schmieder B., Simon P. (éd.): 1983, Colloque de l'ATP Soleil actif, Observatoire de Paris-Meudon.
- Hoang S., Poquérousse M., Steinberg J.L.: 1977, A streamer model based on Stereo 1 measurements of type III burst directivity, *Astron. Astrophys.* 56,283-288. (article 3)
- Hollweg J.V.: 1978, Some physical processes in the solar wind, *Rev. Geophys. Space Phys.* 16,689-720.
- Howard R. (éd.): 1970, Solar magnetic fields, *Symp. UAI* 43.
- Hughes M., Harkness R.L.: 1963, The excitors of fast drift bursts, *Astrophys. J.* 138,239-251.

- Jaeger J.C., Westfold K.C.: 1949, Transients in an ionized medium with applications to bursts of solar noise, *Aust. J. Sci. Res.* A2,322-334.
- Jaeger J.C., Westfold K.C.: 1950, Equivalent path and absorption for electromagnetic radiation in the solar corona, *Aust. J. Sci. Res.* A3,376-386.
- Kane S.R., Pick M., Raoult A.: 1980, Correlated observations of a spatially resolved type III solar radio burst group and the associated hard X-ray emissions, *Astrophys. J.* 241,L113-L116.
- Kane S.R., Raoult A.: 1981, Downward shift of the acceleration/injection region during solar flares, *Astrophys. J.* 243,L77-L82.
- Kane S.R., Uchida Y., Tanaka K., Hudson H.S.: 1983, Recent advances in the understanding of solar flares, *Proc. of the US-Japan seminar, Special issue, Solar Phys.* 86,1-461.
- King J.H.: 1983, *Interplanetary medium data book - Supplement 2 1978-1982*, National Space Science Data Center/ World Data Center A for Rockets and Satellites.
- Koutchmy S., Stellmacher G.: 1976, Photometric study of chromospheric and coronal spikes observed during the total solar eclipse of 30 June, 1973, *Solar Phys.* 49,253-265.
- Kosugi T.: 1981, Radio and X-ray observations of a multiple impulsive solar burst with high time resolution, *Solar Phys.* 71,91-105.
- Krüger A.: 1979, *Introduction to solar radioastronomy and radio astrophysics*, *Geophysics and Astrophysics Monographs* 16, D.Reidel.
- Kuiper T.B.H.: 1973, *An analysis of type III bursts positions*, Ph. D. Thesis, Univ. Maryland.
- Kundu M.R.:1965, *Solar radioastronomy*, Interscience.
- Kundu M.R.: 1982, Physics of the impulsive phase of solar flares, *Proc. Symp. 7 COSPAR, Adv. Space Res.* 2,159-176.
- Kundu M.R., Gergely T.E. (éd.): 1979, *Radiophysics of the sun*, *Symp. UAI* 86.
- Kundu M.R., Gergely T.E., Turner P.J., Howard R.A.: 1983, Direct evidence of type III electron streams propagating in coronal streamers, *Astrophys. J.* 269,L67-L71.
- Leblanc Y.: 1973, Scattering effects on the relative positions and intensities of fundamental and harmonic emission of solar radio bursts, *Astrophys. Let.* 14,41-45.
- Leblanc Y., Hoyos M.: 1984, *Storms of U-bursts and the stability of coronal loops*, *Astron. Astrophys.*, sous presse.
- Leblanc Y., Kuiper T.B.H., Hansen S.F.: 1974, *Coronal density structures*

- in regions of type III activity, *Solar Phys.* 37,215-223.
- Leblanc Y., Poquérousse M., Aubier M.: 1983, Solar-type U bursts and coronal transients, *Astron. Astrophys.* 123,307,315. (article 8)
- Lequeux J.: 1974, L'expérience spatiale franco-soviétique Stéréo, *La Recherche* 5,974-976.
- Leroy J.L., Treillis M.: 1974, Variations cycliques de la densité et de la température coronales, *Astron. Astrophys.* 35,289-291.
- Levin B.N.: 1982, On the damping of type III solar radio bursts, *Sov. Astron. Let.* 8,308-310.
- Lin R.P., Evans L.G., Fainberg J.: 1973, Simultaneous observations of fast solar electrons and type III radio burst emission near 1 AU, *Astrophys. Let.* 14,191-198.
- Lin R.P.: 1974, Non-relativistic solar electrons, *Space Sci. Rev.* 16,189-256.
- Lin R.P.: 1976, Proceedings of the workshop on mechanisms for solar type III radio bursts, *Solar Phys.* 46,433-544.
- Liu C.H. (ed.): 1982, Open forum on the future of solar-terrestrial physics, Scientific Committee on Solar-Terrestrial Physics, STP Newsletter, Special issue, World Data Center-A.
- Magelssen G.R.: 1976, Nonrelativistic electron stream propagation in the solar atmosphere and solar wind: type III bursts, Ph.D., Univ. Colorado and NCAR.
- Magelssen G.R., Smith D.F.: 1977, Nonrelativistic electron stream propagation in the solar atmosphere and type III radio bursts, *Solar Phys.* 55,211-240.
- Malville J.M.: 1962a, The association of type III bursts and solar flares, *Astrophys. J.* 135,834-846.
- Malville J.: 1962b, Characteristics of type III radio bursts, *Astrophys. J.* 136,266-275.
- Mangeney A., Veltri P.: 1976, On the theory of type I solar radio bursts, *Astron. Astrophys.* 47,181-192.
- Maxwell A., Swarup G.: 1958, A new spectral characteristic in solar radio emission, *Nature* 181,36-38.
- McLean D.J.: 1971, Radioheliograph observations of harmonic type III solar bursts, *Aust. J. Phys.* 24,201-207.
- Melrose D.B.: 1980, The emission mechanisms for solar radio bursts, *Space Sci. Rev.* 26,3-38.
- Mercier C.: 1975, Evidence of large scale diverging paths in the solar corona for type III bursts excitors, *Solar Phys.* 45,169-179.

- Mercier C.: 1979, Etude des sursauts radioélectriques solaires de type III et des structures coronales dans lesquelles ils sont observés, Thèse d'Etat, Univ. Paris 7.
- Mercier C.: 1985, J. Astrophys. Terrestr. Phys., en préparation.
- Mercier C., Rosenberg H.: 1974, Type III solar radio bursts observed at 169 MHz: height and relative positions in pairs, Solar Phys. 39,193-206.
- Meyer-Vernet N.: 1980, On a day-time ionospheric effect on some radio intensity measurements and interferometry, Astron. Astrophys. 84,142-147.
- Moriyama F., Hénoux J.C. (éd.): 1981, Proc. of the Japan-France seminar on solar physics.
- Newkirk G.Jr. (éd.): 1973, Coronal disturbances, Symp. UAI 57.
- Orrall F.Q. (éd.): 1981, Solar active regions, A monograph from Skylab solar workshop III, Colorado Associated University Press.
- Papadopoulos K., Goldstein M.L., Smith R.A.: 1974, Stabilization of electron streams in the type III solar radio bursts, Astrophys. J. 190,175-185.
- Pecker J.C., Uchida Y.: 1983, Active phenomena in the outer atmosphere of the sun and stars, Proc. of the Japan-France seminar, CNRS et Observatoire de Paris.
- Pedersen B.: 1978, Les orages décimétriques en radioastronomie solaire: leurs sursauts caractéristiques et une théorie d'un sursaut particulier, le "drift-pair", Thèse d'Etat, Univ. Paris 7.
- Pick M., Trottet G., MacQueen R.M.: 1979, Skylab observations of the coronal structure overlying a type III producing active region, Solar Phys. 63,369-377.
- Poquérusse M.: 1977, Deconvolution and decay mechanism of solar type III bursts, Astron. Astrophys. 56,251-257. (article 2)
- Poquérusse M., Bougeret J.L.: 1981, Radiation mode and coronal propagation of solar type III radio bursts observed on 14 November 1971 during Stereo 1 experiment, Astron. Astrophys. 97,36-42. (article 7)
- Poquérusse M., Bougeret J.L., Caroubalos C.: 1984, Non-collisional decay of solar type U radio bursts, Astron. Astrophys. 136,10-16. (article 9)
- Poquérusse M., Caroubalos C., Steinberg J.L.: 1985, Stereo 5 measurement of type III and type IIIb radiation pattern, en préparation. (article 11)
- Poquérusse M., Lecacheux A.: 1978, First direct measurement of the beaming

- of Jupiter's decametric radiation, *Nature* 275,111-113. (article 5)
- Poquérusse M., Steinberg J.L.: 1978, First results of the Stereo 5 experiment: evidence of ionospheric intensity scintillation of solar radio bursts at decameter wavelengths ?, *Astron. Astrophys.* 65,L23-L26. (article 4)
- Priest E.R.: 1981, *Solar flare magnetohydrodynamics*, Gordon and Breach Science Publishers.
- Priest E.R.: 1982, *Solar magnetohydrodynamics*, D. Reidel.
- Raoult A., Pick M.: 1980, Space-time evolution of type III burst sources with the Nançay Radioheliograph- implications for the size of the emitting source, *Astron. Astrophys.* 87,63-67.
- Riddle A.C.: 1972a, The effect of scattering on solar radio sources at 80 MHz, *Proc. Astron. Soc. Austr.* 2,98-100.
- Riddle A.C.: 1972b, On the interpretation of solar radio burst positions in a scattering corona, *Proc. Astron. Soc. Aust.* 2,148-150.
- Riddle A.C.: 1974a, On the determination of coronal temperature from the decay of type III radio bursts, *Solar Phys.* 34,181-184.
- Riddle A.C.: 1974b, On the observation of scattered radio emission from sources in the solar corona, *Solar Phys.* 35,153-169.
- Rosenberg H.: 1973, *Instabilities in the solar corona*, Thesis, Univ. Utrecht.
- Rosenberg H.: 1975, Type III solar radio bursts and the fundamental-harmonic hypothesis, *Solar Phys.* 42,247-257.
- Rosenberg H.: 1976, *Solar radio observations and interpretations*, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* A 281,461-471.
- Smerd S.F., Wild J.P., Sheridan K.V.: 1962, On the relative position and origin of harmonics in the spectra of solar radio bursts of spectral types II and III, *Aust. J. Phys.* 15,180-193.
- Smith R.A., De la Noe J.: 1976, Theory of type IIIb solar radio bursts, *Astrophys. J.* 207,605-629.
- Sprangle P., Vlahos L.: 1983, Electron cyclotron wave acceleration outside a flaring loop, *Astrophys. J.* 273,L95-L99.
- Steinberg J.L.: 1972, Coronal scattering of radiobursts at hectometer and kilometer wavelengths, *Astron. Astrophys.* 18,382-389.
- Steinberg J.L.: 1977, *Solar stereoastromy, Study of travelling interplanetary phenomena*, Ed. Shea M.A. et al., D. Reidel, 65-80.
- Steinberg J.L., Aubier-Giraud M., Leblanc Y., Boischot A.: 1971, Coronal scattering, absorption and refraction of solar radiobursts, *Astron. Astrophys.* 10,362-376.

- Steinberg J.L., Caroubalos C.: 1970, Space radioastronomy of solar bursts at all frequencies: the Stereo project, *Astron. Astrophys.* 9,329-338.
- Steinberg J.L., Caroubalos C., Bougeret J.L.: 1974, Stereo-1 measurements of the beam pattern of 169 MHz type I bursts on November 18, 1971, *Astron. Astrophys.* 37,109-115.
- Steinberg J.L., Dulk G.A., Hoang S., Lacacheux A., Aubier M.G.: 1984, Type III radio bursts in the interplanetary medium: the role of propagation, *Astron. Astrophys.*, submitted.
- Steinberg J.L., Hoang S., Dulk G.A.: 1984, Sizes and positions of interplanetary type III radio bursts, prépublication DESPA, Observatoire de Paris-Meudon.
- Steinberg J.L., Poquérusse M., Hoang S.: 1979, About the observed brightness distribution of solar radio bursts on decameter wavelengths and a possible effect from the ionosphere, *Solar Phys.* 64,359-365. (article 6)
- Stewart R.T.: 1974, Harmonic ratios of inverted-U type III bursts, *Solar Phys.* 39,451-458.
- Stewart R.T.: 1978, Relationship between type III-V radio and hard X-ray bursts, *Solar Phys.* 58,121-126.
- Sturrock P.A.: 1976, Solar flares, A monograph from Skylab Solar Workshop II, Colorado Associated University Press.
- Svestka Z.: 1976, Solar flares, D. Reidel.
- Svestka Z. (ed.): 1976, Flare build-up study, *Solar Phys.* 47,3-432.
- Svestka Z., Rust D.M., Dryer M. (ed.): 1982, Solar maximum year, Proc. Symp. 7 COSPAR 24th Plenary Meeting, The Committee on Space Research, Pergamon Press.
- Takakura T.: 1979, Dynamics of a cloud of fast electrons travelling through the plasma IV. Simulation for type III solar radio bursts, *Solar Phys.* 61,161-186.
- Takakura T., Naito Y., Ohki K.: 1972, Time profile of type III bursts in decameter and hectometer range, High Energy Phenomena on the Sun, Symp. NASA-GSFC, Ed. Ramaty, Stone, 573-576.
- Takakura T., Shibahashi H.: 1976, Dynamics of a cloud of fast electrons travelling through the plasma, *Solar Phys.* 46,323-346.
- Tarnstrom G.L., Philipp K.W.: 1972, Spike burst - type III burst associations, *Astron. Astrophys.* 17,267-275.
- Tarnstrom G.L., Zehntner Ch.: 1975, Unusual series of type III-RS solar radio bursts, *Nature* 258,693-694.
- Trottet G., Pick M., House L., Illing R., Sawyer C., Wagner W.: 1982, An

- association between coronal structures and type III burst sources, *Astron. Astrophys.* 111,306-311.
- Vial J.C.: 1983, *Le soleil actif- Les éruptions solaires*, Le Grand Atlas de l'Astronomie, Ed. Encyclopaedia Universalis, 40-43.
- Weiss A.A., Stewart R.T.: 1965, Solar radio bursts of spectral type V, *Aust. J. Phys.* 18,143-165.
- Wentzel D.G.: 1982, On the solar type III radio burst emission processes, *Astrophys. J.* 256,271-283.
- Wentzel D.G.: 1984, Polarization of fundamental type III radio bursts, *Solar Phys.* 90,139-159.
- Wild J.P.: 1950, Observations of the spectrum of high intensity solar radiation at meter wavelengths, *Aust. J. Sci. Res.* 3,541-557.
- Wild J.P., Murray J.D., Rowe W.C.: 1954, Harmonics in the spectra of solar radio disturbances, *Aust. J. Phys.* 7,439-459.
- Wild J.P., Smerd S.F.: 1972, Radio bursts from the solar corona, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 10,159-196.
- Wild J.P., Smerd S.F., Weiss A.A.: 1963, Solar bursts, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1,291-366.
- Wolff C.L., Brandt J.C., Southwick R.G.: 1971, A two-component model of the quiet solar wind with viscosity, magnetic field, and reduced heat conduction, *Astrophys. J.* 165,181-194.
- Woo R., Armstrong J.W.: 1979, Spacecraft radio scattering observations of the power spectrum of electron density fluctuations in the solar wind, *J. Geophys. Res.* 84,7288-7296.
- Zaitsev V.V., Mityakov N.A., Rapoport V.O.: 1972, A dynamic theory of type III solar radio bursts, *Solar Phys.* 24,444-456.
- Zheleznyakov V.V., Zaitsev V.V.: 1968, The origin of type-V solar radio bursts, *Sov. Astron.* 12,14-20.
- Zheleznyakov V.V., Zaitsev V.V.: 1970, The theory of type III solar radio bursts. II, *Sov. Astron.* 14,250-260.

Articles de thèse réunis dans les pages suivantes.

- 1: Caroubalos C., Poquérousse M., Steinberg J.L.: 1974, The directivity of type III bursts, *Astron. Astrophys.* 32,255-267.
- 2: Poquérousse M.: 1977, Deconvolution and decay mechanism of solar type III bursts, *Astron. Astrophys.* 56,251-257.
- 3: Hoang S., Poquérousse M., Steinberg J.L.: 1977, A streamer model based on Stereo-1 measurements of type III burst directivity, *Astron. Astrophys.* 56,283-288.
- 4: Poquérousse M., Steinberg J.L.: 1978, First results of the Stereo-5 experiment: evidence of ionospheric intensity scintillation of solar radio bursts at decameter wavelengths?, *Astron. Astrophys.* 65,L23-L26.
- 5: Poquérousse M., Lecacheux A.: 1978, First direct measurement of the beaming of Jupiter's decametric radiation, *Nature* 275,111-113.
- 6: Steinberg J.L., Poquérousse M., Hoang S.: 1979, About the observed brightness distribution of solar radio bursts on decameter wavelengths and a possible effect from the ionosphere, *Solar Phys.* 64,359-365.
- 7: Poquérousse M., Bougeret J.L.: 1981, Radiation mode and coronal propagation of solar type III radio bursts observed on 14 november 1971 during Stereo-1 experiment, *Astron. Astrophys.* 97,36-42.
- 8: Leblanc Y., Poquérousse M., Aubier M.: 1983, Solar type U bursts and coronal transients, *Astron. Astrophys.* 123,307-315.
- 9: Poquérousse M., Bougeret J.L., Caroubalos C.: 1984, Non-collisional decay of solar type U radio bursts, *Astron. Astrophys.* 136,10-16.
- 10: Caroubalos C., Poquérousse M., Bougeret J.L., Crepel C.: 1985, Type N solar radio bursts: reflection of type U burst exciter electron streams on a magnetic mirror, en préparation. (Résumé et figures).
- 11: Poquérousse M., Caroubalos C., Steinberg J.L.: 1984, Stereo 5 measurement of type III and type IIIb radiation patterns, en préparation. (Résumé et figures).

Autres publications et communications.

- Poquérusse M.: 1973, Etude de la directivité des sursauts solaires de type III à l'aide de l'expérience Stéréo 1, Thèse 3^e cycle, Univ. Paris 7.
- Caroubalos C., Poquérusse M., Steinberg J.L.: 1974, The directivity of type III bursts, Proc. 4th meeting of CESRA, ed. Schanda E., Institute of Applied Physics University of Berne.
- Daigne G., Caroubalos C., Poquérusse M.: 1975, L'interféromètre triangulaire utilisé pendant l'expérience Stéréo 5, Rapport interne DESPA 131/STER-5.
- Epstein G., Goyon G., Poquérusse M., Caroubalos C.: 1975, Etat au 8 septembre 1975 du dépouillement des données de l'expérience Stéréo 5, Rapport interne DESPA 140/STEREO-5.
- Bougeret J.L., Poquérusse M.: 1975, Achromatisation du spectrographe multicanal utilisé au cours de l'expérience Stéréo 1, Rapport interne DESPA 142/ST 1.
- Dumas G., Poquérusse M.: 1977, Définition des mesures à faire sur les antennes du DESPA à Nançay par l'équipe spécialisée du CNET et son hélicoptère, Note interne DESPA 1175/STER I et V.
- Poquérusse M., Dumas G.: 1977, Résultats des mesures faites sur les antennes du DESPA à Nançay en Janvier et Février 1977 par l'équipe spécialisée du CNET et son hélicoptère, Note interne DESPA 1183,STER I et V.
- Bougeret J.L., Daigne G., Genova F., Mercier C., Meyer N., Poquérusse M., Bertin F., Sizun H., La Thuillère C.: 1979, Proposition d'observations coordonnées entre le sondeur à diffusion incohérente de Saint-Santin - Nançay - Montpazier - Mende (CNET - CRPE - Issy-les Moulineaux) et les radiotélescopes solaires de Nançay (Observatoire de Paris-Meudon) pour l'étude de l'effet des ondes internes de l'ionosphère sur les observations en radioastronomie, Rapport interne DESPA 195/RSMN/40.

Poquérusse M, Caroubalos C., Steinberg J.L.: 1982, Stereo 5 measurement of type III and type IIIb radiation patterns, Transact. IAU XVIII B - Proc. 18th General Assembly, Ed. West R.M..

Dumas G., Poquérusse M.: 1982, Prétude d'un système d'acquisition numérique en temps réel des données du RSMN en vue du remplacement de la chaîne Schlumberger actuelle, Rapport interne DESPA 220/RSMN/48.

Dumas G., Poquérusse M.: 1982, Défaillances de la chaîne Schlumberger d'acquisition des données du RSMN, Note interne DESPA 1276/SPECTRO/49.

Dumas G., Poquérusse M.: 1983, Situation et besoins du RSMN, Note interne DESPA 1278/SPECTRO/50.

Bougeret J.L., Poquérusse M.: 1984, Etude de la couronne solaire à l'aide du Radio Spectrographe Multicanal Numérique de Nançay, Rapport interne DESPA 241/RSMN/53, Colloque Radioastronomie, station de Nançay et projets connexes, Observatoire de Paris Meudon.

Article

The Directivity of Type III Bursts

C. Caroubalos, M. Poquérousse and J. L. Steinberg

Observatoire de Meudon

Received February 4, 1974

Summary. Simultaneous observations of Type III bursts at 169 MHz from the earth and the Soviet planetary probe Mars-3 are reported. Four days have been selected: three when active centers were far from the limb; one, November 14, 1971 with an active center near the East limb.

The time profile of Type III bursts is found to be independent of the observing direction showing that longitude-dependent propagation effects on the time profile (decay time constant for instance) are negligible at 169 MHz. The ratio of the intensities measured for a given event at both observing sites is then a characteristic of that event and of the configuration of the observing directions. It is called the directivity factor.

Pairs of Type III bursts observed on November 14 are shown to be fundamental-harmonic pairs, while most other events are harmonics. For all pairs, the fundamental component is more directive than the associated harmonic, whereas their positions are nearly the same; this proves that the relative position of the fundamental and harmonic is controlled mostly by propagation in the corona.

The directivity factor of disc events is stable over the daily observing period (less than one hour) showing a

small scatter. It can be accounted for by refraction-scattering computations in a spherical corona only if the scattering power is too low to be compatible with the propagation theory of the relative position of the fundamental and harmonic. Deviations from spherical symmetry are therefore important. Locating the source on the axis of a Newkirk streamer does not improve the situation.

For limb events, directivity factors are widely scattered between 1 and more than 50 over an angle of only 33°; the earth was certainly close to some angular cut-off: this can be accounted for only if Type III bursts were produced *behind* a streamer the existence of which is confirmed by radio and optical data.

It is concluded that the plasma hypothesis can survive these new observations but that large deviations from spherical symmetry have to be built in new coronal models to account quantitatively for these first directivity measurements.

Key words: solar radio bursts - Type III directivity - fundamental - harmonic components - coronal scattering

Introduction

Type III radio bursts are generally believed to be produced by the partial conversion of plasma waves excited by electrons moving through the corona into electromagnetic waves at the plasma frequency and its second harmonic. An important element for the final acceptance of this theory and for the understanding of many observations is the directivity pattern of the radiation at the fundamental and harmonic frequencies. For instance, Zheleznyakov and Zaitsev (1970) conclude that the harmonic is partly beamed backward whereas Kaplan and Tsytovich (1968) believe that it is isotropic and Melrose (1973) questions them all. On the other hand, there is little doubt that refraction and scattering modify the primary radiation pattern while broadening the source and introducing a finite transient response

through multipath propagation. Numerical computations of these effects have been carried out in different models but they could not be compared to observations as these were not available.

The STEREO-1 experiment (Caroubalos and Steinberg, 1974, Paper I) has provided the first opportunity to investigate the angular dependence of the intensity and of the time profile of Type III bursts at meter wavelengths (169 MHz). The comparison between earth and space probe records yields two main pieces of data:

The ratio of intensities measured at the peak of the event (directivity factor).

The time profile parameters in both directions of observation. These two sets of data can be related to

the primary radiation pattern of the sources and to propagation effects in the corona. A dominant factor is the specific configuration of the observing directions, the electron density gradient and the magnetic field; another one is the nature of the component, fundamental or harmonic, which is observed.

The present study is limited to a few days of STEREO-1 observations. The reader is referred to Paper I for a description of the experiment and an analysis of the measurement errors.

In the first part, we compare the time profiles of the same event recorded on the Mars-3 probe and on the earth. In the second part, emphasis is placed on the observation of a limb source on November 14, 1971; a detailed analysis of these events is carried out and it is shown that some of them are pairs of fundamental and harmonic components when most of the others are harmonics. In the third part, the time profile and the directivity measurements of disc and limb bursts are compared to theoretical predictions from ray-tracing computations in an inhomogeneous, spherical corona. To account for the observations, deviations from spherical symmetry are found necessary which are quite consistent with the solar situation as deduced from other radio and optical data.

I. Comparison of Earth and Space Data

1) The Data

As indicated in Paper I, the following set of data was obtained during the STEREO-1 mission:

Two 169 MHz time profiles $S(t)$, one in Nançay, the other on board Mars-3, from which we measure the maximum intensity S_m of the bursts and three shape parameters: the growth rate $\gamma = (1/S_m) dS/dt$ measured on the linear part (inverse rise time), the decay rate $\nu = (1/S) dS/dt$ measured on the exponential part and the half-maximum duration D .

Dynamic spectrum from the multichannel spectrograph (159–179 MHz) from which we measure the frequency drift rate at peak intensity df/dt .

EW positions and sizes from the Nançay radio-heliograph and later from a three element interferometer (Daigne, 1973).

During the mission (May 31, 1971 to February 24, 1972) the experiment was operated for about one hour a day; except during some very limited periods of time, all intense Type III bursts which were identified on the Nançay spectra were detected on the probe.

2) Time Profiles of Corresponding Events

In the absence of Type I bursts, Type III bursts recorded in the two directions can easily be recognized when the time scales are adjusted for the different distances of the probe and the earth to the Sun.

A) Isolated Type III Bursts. Similarity

It is found that the profiles of the isolated events can be scaled in intensity to become superposable to an accuracy which is only limited by errors in measurements (see Paper I) (Fig. 1); we call this property "similarity"; it is found to hold for all values of the Stereo angle θ ; this means that the time-profile of Type III bursts at 169 MHz is essentially independent of the observing direction. So, the constant ratio of the intensity in the probe direction to that in the earth direction is a characteristic of the event as a whole and we call it the "directivity factor" R of the Type III.

B) Complex Type III Bursts

When several events overlap, we assume that the similarity law is still valid as for isolated bursts so that a directivity factor R can be defined for each component. Large variations of R over a group give us an unexpected means of resolving it (Poquérousse, 1973) but the accuracy on the resolved profiles becomes lower when the amount of overlapping is large. In some cases, components are unresolved for one direction and well resolved for the other.

C) Pairs

On a few days, some double bursts with a characteristic profile are observed (Fig. 2); these events are especially interesting as we shall see later that they can be interpreted as fundamental-harmonic pairs.

3) Distribution of the Directivity Factor

For the comparison of earth and space observations, the directivity factor R is the most important parameter

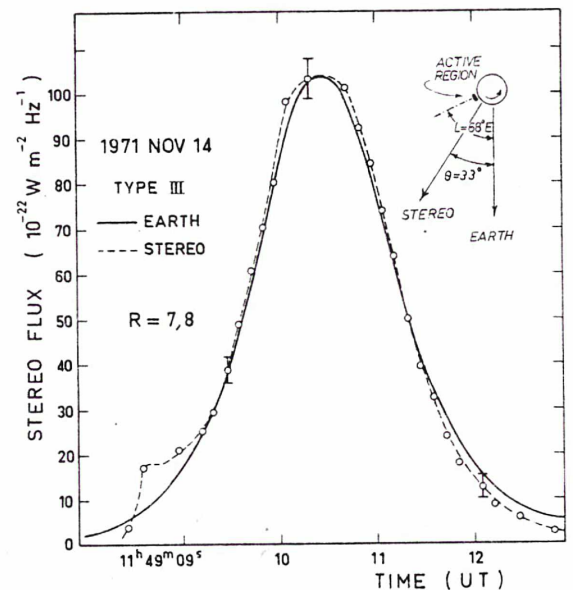


Fig. 1. Normalized time profiles of a typical isolated Type III burst; vertical bars indicate the uncertainty of the STEREO record

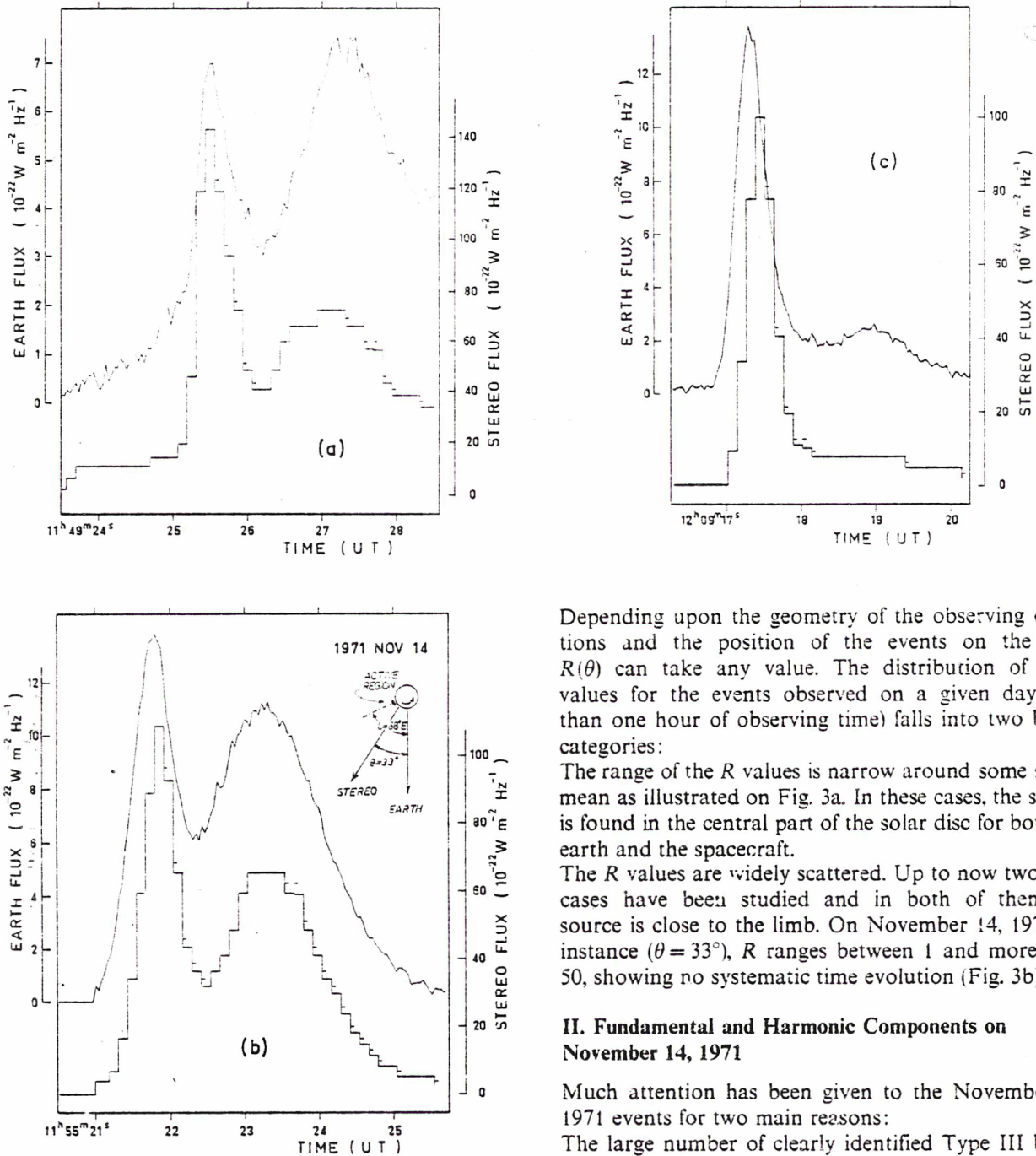


Fig. 2a-c. Typical pairs of Type III bursts as recorded from the earth (top) and from the Mars-3 space probe. In the decreasing parts of the space recorded time profiles, the data points to be considered are one quantization step above the ones retained by the compression system and they are shown as short horizontal bars

and the one the STEREO-1 experiment was designed to measure. As defined above, it can be measured near the peak of the events where the accuracy is the highest due to the lower impact of the uncertainties in the baseline determination.

Depending upon the geometry of the observing directions and the position of the events on the Sun, $R(\theta)$ can take any value. The distribution of these values for the events observed on a given day (less than one hour of observing time) falls into two broad categories:

The range of the R values is narrow around some stable mean as illustrated on Fig. 3a. In these cases, the source is found in the central part of the solar disc for both the earth and the spacecraft.

The R values are widely scattered. Up to now two such cases have been studied and in both of them the source is close to the limb. On November 14, 1971 for instance ($\theta = 33^\circ$), R ranges between 1 and more than 50, showing no systematic time evolution (Fig. 3b).

II. Fundamental and Harmonic Components on November 14, 1971

Much attention has been given to the November 14, 1971 events for two main reasons:

The large number of clearly identified Type III bursts (about 120 in groups or isolated) with a wide range of directivity factors for $\theta = 33^\circ$.

The presence of a number of pairs the nature of which we shall now investigate.

1) Properties of the Pairs

There is no ambiguity in the identification of these pairs as no other double-humped event exhibiting the same characteristics has been found on November 14, 1971. The measured parameters of these pairs are listed in Table 1; they lead to the following conclusions:

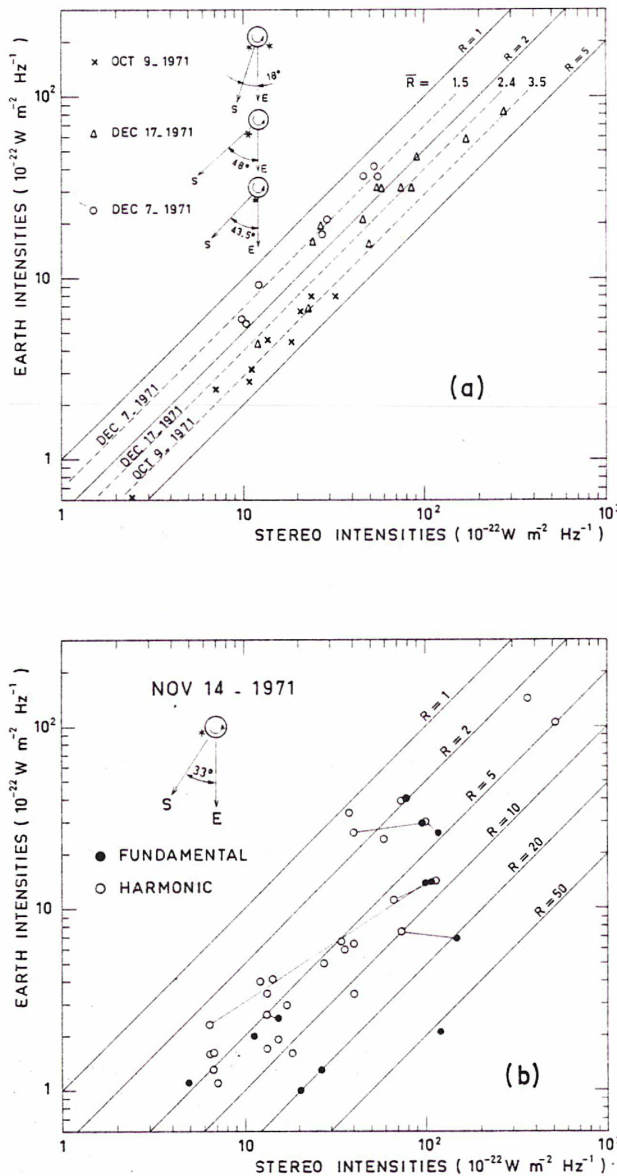


Fig. 3a and b. Scatter diagram of STEREO and earth intensities for a) three disc sources and b) a limb source. The dotted lines represent the daily average of the directivity factor. In the upper left corner a schema of the configurations showing as a star the probable position of the active center and the observing directions

A) Time Separation of the Peaks

The time separation between the first component labelled *i* and the second one *ii* is nearly the same for all pairs: 1.5 ± 0.2 s. The constancy of the time separation of the peaks is remarkable; it is a clear demonstration that we are dealing with pairs of physically associated events, especially taking into account the "proximity effect"; this effect tends to reduce the time delay measured between the maxima of two events which overlap partially.

B) Time Profile

The time profiles of the two components are systematically different as seen on Fig. 2. Table 1 shows in particular that:

$$D_i \leq 0.9 \text{ s} \quad D_{ii} \geq 1.4 \text{ s} \quad v_i \geq 3.4 \text{ s}^{-1} \quad v_{ii} \leq 2.1 \text{ s}^{-1}.$$

It is worth noting that such a sharp difference between the components of pairs of decameter Type III bursts has also been reported by de la Noé and Boisshot (1972) and by Daigne and Pedersen (1974).

C) Directivity Factor R

A very interesting result is that the directivity factor of the *i* component is always larger than that of the *ii* component; the difference is definitely larger than the uncertainty.

D) Frequency Drift Rate

In most cases the frequency drift rate is much larger for the *i* component.

E) E W Positions and Sizes

In a given pair, the *ii* component is always closer to the center of the disc; the difference between the positions of the components ranges from 0.2 to 1.3' whereas the accuracy on the (relative) position is 0.3'. In addition, the *ii* component is broader.

Table 1

Time on Earth			Δt (s)		ν (per s)				D (s)	
h	m	s	Earth	Stereo	<i>i</i>		<i>ii</i>		<i>i</i>	
					Earth	Stereo	Earth	Stereo	Earth	Stereo
11	49	25	1.8	1.6	3.8 ± 0.7	4.2 ± 1.2	0.9 ± 0.4	1.0 ± 0.4	0.7 ± 0.1	0.6 ± 0.1
11	55	23	1.5	1.4	3.4 ± 0.4	4.3 ± 0.7	1.8 ± 0.2	2.1 ± 0.3	0.7 ± 0.1	0.6 ± 0.1
11	57	37	1.15	1.1	—	—	1.7 ± 0.5	1.3 ± 0.3	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.2
12	09	07	1.5	1.5	3.8 ± 1.2	4.1 ± 1.2	1.4 ± 0.2	1.5 ± 0.4	0.6 ± 0.1	0.5 ± 0.1
12	09	12	1.25	—	3.9 ± 1.0	3.9 ± 1.0	1.9 ± 0.2	1.7 ± 0.2	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.2
12	09	18	1.65	—	3.75 ± 0.3	5.0 ± 1.0	1.3 ± 0.3	—	0.5 ± 0.2	0.4 ± 0.1
weighted mean			1.48 ± 0.22	1.4 ± 0.2	3.79 ± 0.27	4.3 ± 0.36	1.60 ± 0.30	1.60 ± 0.33	0.69 ± 0.12	0.57 ± 0.14

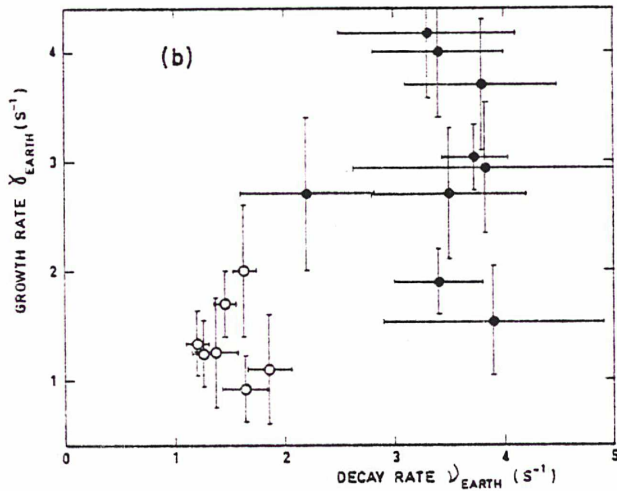
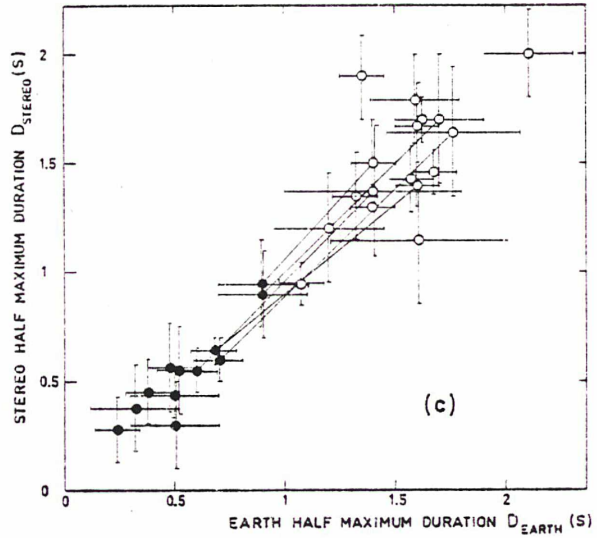
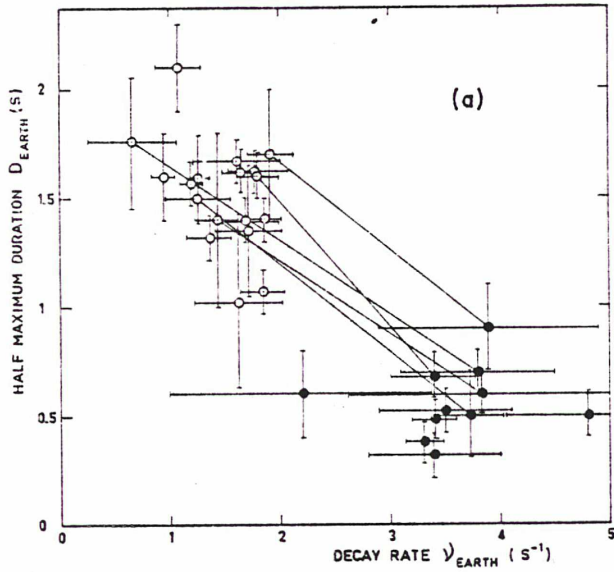


Fig. 4a-c. Scatter diagrams of the Type III bursts time profile parameters on November 14, 1971 illustrating the existence of two classes of events: a. Duration D_E versus decay rate ν_E (earth record). b. Growth rate γ_E versus decay rate ν_E (earth record). c. STEREO duration D_S versus earth duration D_E

2) Nature of the Pairs

A) The Existence of Two Classes of Events

In the preceding paragraph, we have established that the properties of the two components of the pairs, measured both on the earth and on the probe, are systematically different suggesting the existence of two quite different classes: i and ii.

Furthermore, all the other isolated bursts on November 14, 1971 belong to one of these classes; the separation in two classes is particularly clear in the (D, ν) diagram (Fig. 4a) but is also seen in the (γ, ν) diagram (Fig. 4b).

The persistence of this separation for the two directions of observation as seen, for instance, in the (D_S, D_E) diagram (Fig. 4c) shows that it is not due to some peculiar propagation conditions; it belongs to the sources. Let us note here that the histograms of D and ν obtained by Elgaroy and Lyngstad (1972) for Type III bursts observed at 159 MHz show quantitatively the same i and ii separation as ours though less conspicuously.

ii		R		df/dt (MHz/s)		P (arc min)		d (arc min)	
Earth	Stereo	i	ii	i	ii	i	ii	i	ii
		Earth	Stereo	Earth	Stereo	Earth	Stereo	Earth	Stereo
1.8 ± 0.3	1.6 ± 0.3	2.1 ± 2	10 ± 2	57 ± 8	39 ± 10	19.7	18.9	3.2	4.5
1.6 ± 0.1	1.4 ± 0.1	7.8 ± 1	6.0 ± 1	100 ± 25	23 ± 7	18.2	17.7	3.2	4.1
1.4 ± 0.1	1.5 ± 0.2	4.5 ± 1	3.3 ± 1	65 ± 10	46 ± 6	17.8	17.6	3.9	4.1
1.4 ± 0.4	1.4 ± 0.3	6.0 ± 2	5.0 ± 2	49 ± 12	25 ± 5	18.6	18.3	3.5	4.1
1.7 ± 0.3	1.7 ± 0.3	3.3 ± 1	1.5 ± 0.5	49 ± 20	44 ± 15	17.7	17.1	4.2	4.3
1.5 ± 0.2	—	7.6 ± 1	2.8 ± 1.5	61 ± 20	62 ± 20	18.9	17.6	3.8	3.7
1.48 ± 0.16	1.45 ± 0.10	6.7 ± 3.9	2.9 ± 2.1	59 ± 10	33 ± 11	18.5 ± 0.7	17.9 ± 0.60	3.63 ± 0.37	4.13 ± 0.25

B) The Nature of the Classes

All the properties of the two classes as observed on November 14, 1971, are quite consistent with the fundamental-harmonic interpretation:

The two components of the pairs are physically associated; the time delay between them is nearly constant for approximately the same position on the solar disc; the ii or harmonic component is slightly closer to the disc center and broader than the i or fundamental component as also reported by McLean (1971).

Whether or not all these properties are recognized as typical of fundamental-harmonic pairs, a very strong argument comes from the systematically different directivities of the two associated components. In the fundamental-harmonic interpretation, these components come from different levels in the corona, one of which is quite close to the critical level, and they are generated by different conversion processes with their own primary emission pattern.

In this context, we can also interpret the difference between the decay time constants if collisional damping is assumed as generally accepted for this frequency range; at a given observing frequency, the harmonic comes from a region where the electron density N_e is four times smaller than where the fundamental is radiated; we should accept that the electron temperature takes values T_F and T_H at the fundamental and harmonic levels respectively which are not very different since their exciter follows magnetic field lines along which the large conductivity prevents the build-up of any important temperature gradient. The expression $\nu = 42 N_e T^{-3/2}$ gives the damping time constant of the plasma waves of energy density W ; but the electromagnetic wave energy density is, according to present theories, proportional to W for the fundamental and to W^2 for the harmonic (Sturrock, 1964; Melrose, 1970). Therefore we should have $\nu_F/\nu_H = 2(T_F/T_H)^{-3/2} = 2$. But this is based on an oversimplified theory and, following Riddle (1974), we should probably take into account the increase of the radial extension of the exciting region with altitude and the amplification of the fundamental; both of these effects will tend to increase the ratio ν_i/ν_{ii} . As a matter of fact, we obtain the mean value $\nu_i/\nu_{ii} = 2.6 \pm 0.7$ (8 i-events and 18 ii). With the same interpretation, we can understand the difference of the frequency drift rates as due, for example, to the decrease of the electron density gradient with altitude.

Unfortunately, the frequency range of our spectrograph is too narrow to show *simultaneously* the i and ii components at their frequencies f and f' . The data from other observatories did not enable us to analyze the fundamental-harmonic pairs on film records (insufficient time resolution or sensitivity and saturation); then we have attempted to calculate the ratio f'/f from the time separation of the two components and

their frequency drift rates assuming that df/dt is constant over our frequency range. We find a ratio in the range 1.45–2; moreover the larger the time separation, the larger the f'/f ratio; in other words the smaller the "proximity effect" which tends to lower f'/f , the closer the ratio is to 2.

C) Discussion

Let us now see if another interpretation can account for our observations.

One might think, for instance, that the pairs are generated on the same mode by two different streams of particles in two separate coronal structures; the large and systematic difference between the decay time constants could be explained either by a difference in the temperatures of the emissive regions or by a prevailing influence of the exciter itself on the time profile.

In the first case, both components are harmonics; otherwise, the temperature would be too high. It is then rather difficult to understand why polar diagrams of close sources are systematically and widely different.

In the second case, there is no reason for the second exciter always to last longer.

And, finally, it is very difficult to explain the systematic differences between the frequency drift rates.

Moreover, the time delay between the two components being almost constant among the pairs, very peculiar propagation conditions should have been encountered by the two streams issued from a single accelerating region (with a velocity of $c/3$, the time delay of 1.5 s corresponds to 1.5 10^5 km).

However the hypothesis of two separate streams in two separate structures cannot be excluded without further observations: indeed the ratios f'/f and ν_i/ν_{ii} are essentially dependent of the coronal structure parameters. It is then unlikely to find the same values of these ratios in other circumstances.

3) Consequences

STEREO observations have shown that double-humped events on November 14, 1971 are fundamental-harmonic pairs and that harmonics are more frequent than fundamentals; out of 60 events which could be clearly and quantitatively identified, 6 pairs and 6 isolated i components have been found.

This result is quite important in itself; indeed, the identification of the mode, fundamental or harmonic, from the dynamic spectra only is very difficult at these frequencies, especially from films. If the predominance of the harmonics can be generalized, the electron density at the source is, in general, overestimated by a factor 4 if we assume that fundamentals are radiated; as to the electron temperature, it is over-estimated by a factor 1.6.

III. Results and Interpretation

The method of the interpretation of the data is to compare the observational results to the properties of spherical inhomogeneous models of the corona. We know, of course that the radio corona is not spherically symmetric, but such simple models have been successful in explaining a number of observations such as the relative positions of the fundamental and harmonic components of Type III bursts (Riddle, 1972; Leblanc, 1973) and the low brightness temperature of the sun at decameter wavelengths (Aubier *et al.*, 1971). We can expect that this comparison will show us what kind of deviations from spherical symmetry are required.

1) Model and Computing Technique

The model and computing technique are those of Steinberg *et al.* (1971); in this model, the relative rms deviation ε of the electron density N_e is independent of the altitude whereas the size of the (isotropic) inhomogeneities h is proportional to the heliocentric distance ϱ : $h = 10^{-5} \varrho$ in units of solar radius. In such a scattering corona, the mean square angular deviation of a ray over a small path length ΔS is:

$$\overline{\Delta\psi^2} \propto \frac{1}{\mu^4} \frac{\varepsilon^2}{h} N_e^2 \Delta S$$

where the term which is most altitude dependent is obviously μ^{-4} (μ is the index of refraction); it follows that most of the properties of such spherical models depend mainly upon $\text{grad } N_e$ near the level of emission and very much less upon the altitude where a given value of N_e is found. As in Steinberg *et al.* (1971) we have taken $N_e = 4.2 \cdot 10^{(4+4.32/\varrho)}$; then the 169 MHz critical level is at $1.1 R_\odot$ and the 84.5 ("harmonic") critical level at $1.3 R_\odot$.

The primary diagram of the fundamental source is taken as isotropic: the angular distribution of the scattered radiation from a point source close to the critical level is independent of its primary diagram (Caroubalos *et al.*, 1972). For the harmonic source, we have adopted the model (ZZ model) given by Zheleznyakov and Zaitsev (1970) with values of the ratio of the exciter velocity v to the velocity of light c in the range 0.2–0.6; computations have also been performed for an isotropic source.

The coronal transient response and the brightness distribution over the scattered image have been computed for different directions of observation and the angular distribution of the radiation leaving the corona obtained. For $\varepsilon \leq 2 \cdot 10^{-2}$, the computed size of the scattered image of the point source has been found for all models smaller than the few observed sizes available at 169 MHz (Bougeret *et al.*, 1970) thus showing that the scattering power in our models is not too large.

2) Interpretation of the Time Profile Observations

A) Decay Time Constant

Within our measuring uncertainty, we could not find any variation of the decay time constant τ with heliocentric longitude L of the observer.

Caroubalos *et al.* (1972) have studied this question for the fundamental emission ($f \rightarrow f_p$); they show that the transient response of a spherical scattering corona is approximately independent of the source longitude L providing the primary radiation pattern of that source is not too narrow.

We have carried out the computations for the harmonic. A typical burst profile has been convolved with the computed transient response for different values of L and ε and several primary radiation patterns corresponding to the ZZ model with different exciter velocities v ; τ is measured on the convolved profile at intensity levels lower than 30% of the peak; the largest predicted variations of τ occur for directions of observation where the direct and reflected transient response components are well separated in time; but, even then, they are smaller than the uncertainty in measuring τ on the actual profiles.

We therefore understand that no longitude variation of τ has been observed; it could be made appreciable only by decreasing the gradient of N_e to impossibly low values.

B) Duration

The duration of Type III bursts (to half maximum) can be measured only to 0.2 s accuracy and it is found independent of L .

Riddle (1972) suggests that, at 80 MHz, the duration of the computed convolved profile is a function of L but our own computations at 169 MHz show that for the November 14, 1971 configuration, the expected effect is smaller than our measuring accuracy for all plausible primary radiation patterns.

C) Conclusion

There is good agreement between the observed time profiles and the results of computations in a spherically symmetric, inhomogeneous corona: no longitude dependence of the time profile is observed and none is predicted; for the harmonics those predictions are based on the hypothesis that the sources radiate some energy backward towards the solar surface (isotropically or in accordance with the Zheleznyakov and Zaitsev model); the very existence of this backward radiation is now seriously questioned (Melrose, 1973). If the harmonic were not radiating in the backward direction, the predicted longitude dependence of the transient response would further weaken.

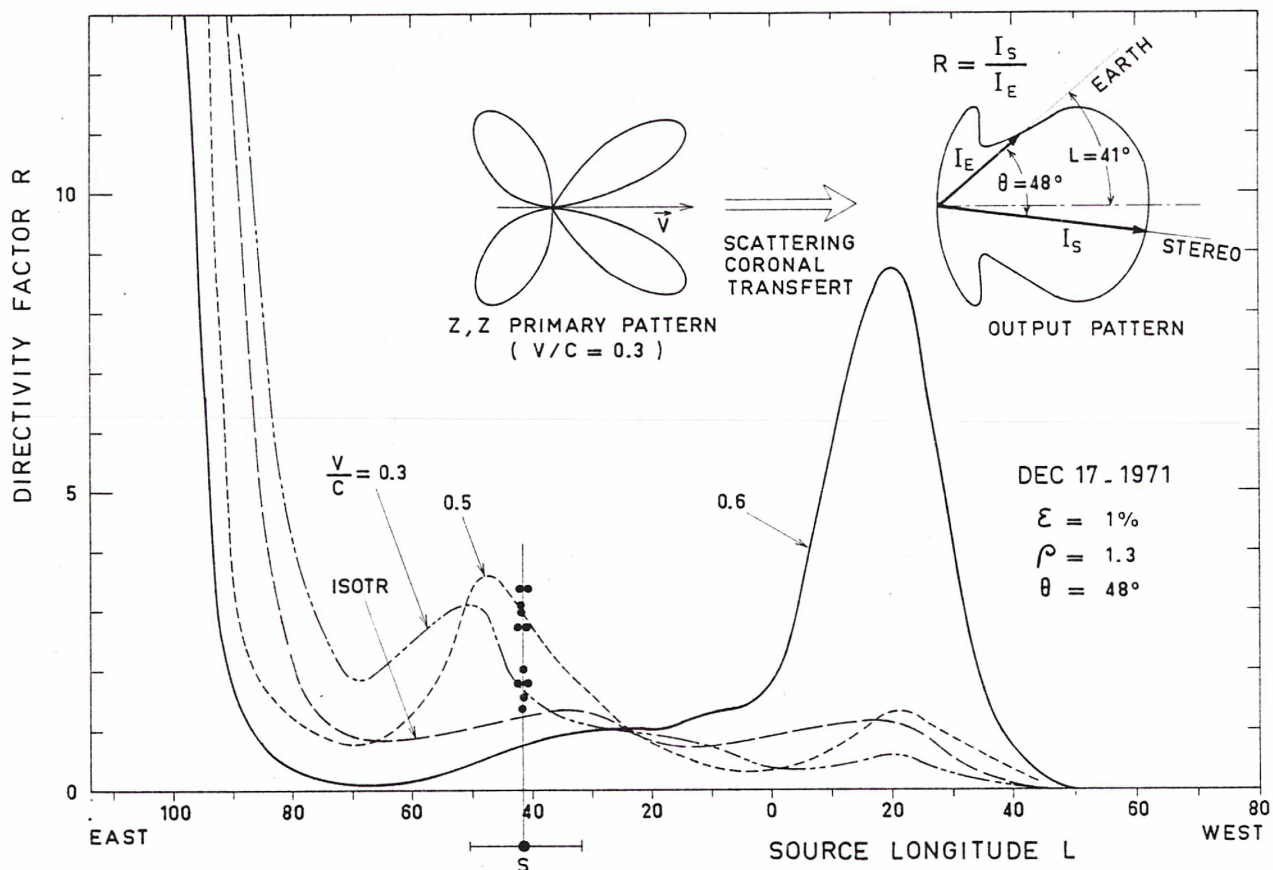


Fig. 5. The directivity factor R computed in a spherical model as a function of the heliographic longitude L of the source; curves labelled $v/c = 0.3$; 0.5; 0.6 and isotr. are for a source at $1.3 R_\odot$ with a primary radiation pattern as given by Zheleznyakov and Zaitsev (1970) for the corresponding exciter velocities v or isotropic (harmonic). The stereo angle is 48° . In the upper part of the figure, the logic of the computation of R is illustrated

What can we expect from deviations from spherical symmetry? Such deviations could take the form of streamers or condensations; they would introduce steeper electron density gradients and smaller radii of curvature of the isodensity surfaces as compared to those of a spherical corona. This would only reduce the time scale of the coronal transient response to a pulsed source located close to these coronal structures. Therefore there is no need for deviations from spherical symmetry; such deviations would only further reduce effects which, as predicted, are already too small to be detected.

If the source were on the axis of a streamer, the way the transient response is going to change is not a priori obvious especially if the electron density in the streamer is very much higher than in the ambient corona; but we shall see later that this configuration should not be considered for other reasons.

The STEREO observations confirm that the time profile of 169 MHz Type III is a characteristic of the radiating source and essentially independent of the propagation conditions in the corona between the source and the observer.

3) Interpretation of the Directivity Observations

A) Results of the Model Computations

From the polar diagrams computed for various models of the primary source radiation patterns, we obtain the directivity factor $R(\theta)$ for any value of θ , the angle between the two directions of observation, as a function of the longitude L of the source as seen from the earth. Some $R(\theta)$ vs L curves with v/c as a parameter are shown on Fig. 5. We may note that:

All the curves are asymmetric with respect to $L=0$; this is due to the fact that the directivity factor plotted as ordinates is defined as the ratio of the burst intensity at the probe to that at the earth; the probe is always East of the earth.

For an isotropically radiating harmonic source, $R(\theta)$ remains small for all longitudes except when the source is close to the limb as seen from the earth.

When the harmonic source radiates as predicted by Zheleznyakov and Zaitsev, peaks in $R(\theta)$ appear at some longitude and their height and position are functions of v/c .

For any value of v/c and L , the range of $R(\theta)$ occupied by these curves decreases, as anticipated, when the scattering power (or ε) increases (Fig. 7).

All the curves show a sharp rise for large eastern longitudes of the source; in these conditions, the earth is closer to the radio horizon of the source, than the space probe; then the directivity factor, as it is defined, tends to infinity when L increases. This trend is due to the angular cut-off of the source by the horizon.

These curves are valid only for spherically symmetric models. From the measured $R(\theta)$, we can expect to find the longitude L of the source or knowing L , we can try and find the observed R 's and eventually v/c .

B) The Directivity of Disc Events

On *December 17, 1971* ($\theta = 48^\circ$) the Type III bursts are related to an active center at 41° E. The observed range of R (1.3–3.5) is in good agreement with the computed values, assuming a harmonic ZZ primary pattern with $v/c = 0.3$ – 0.5 and $\varepsilon = 10^{-2}$ (Fig. 5). On the contrary, the observed R 's cannot be accounted for, using the spherical model with scattering (whatever ε) if one assumes an isotropic primary radiation pattern.

A similar result is obtained on *December 7, 1971*; indeed, the observed values of $R \approx 1.5$, in good agreement with the $v/c = 0.3$ model, are difficult to explain using an isotropic primary radiation pattern.

On *October 9, 1971* ($\theta = 18^\circ$) directivity factors in the range 2.5–4 are observed; two centers at 37° E and 52° W have to be considered; assuming $v/c = 0.3$, the 37° source is a likely candidate if $\varepsilon < 10^{-2}$ and assuming a shift in L of only 10° eastward; the second position would also require a very small value of ε or $v/c = 0.6$.

For these three days, it is impossible to get any quantitative agreement between the model and the observations for $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-2}$: the larger ε , the smoother the curves of R vs L .

Note also that no fundamental emission has been identified on these days.

Let us summarize the results obtained for these three disc sources with different values of the stereo angle θ ; the observations can be accounted for by a spherically symmetric model *providing that*:

We accept reasonable shifts and scatter in longitude of individual events as compared to the optical active center.

The primary polar diagram shows an important back lobe and sometimes with $v/c = 0.6$ which, in the Zhelezniakov and Zaitsev theory, provides the most important back radiation.

The scattering power is low ($\varepsilon < 10^{-2}$) in all cases.

The first condition is quite acceptable; the second is more difficult to accept as the existence of backward radiation of the harmonic is now doubtful. The last

condition can be accepted if we are willing to give up the achievements of scattering theory which call for $\varepsilon \approx 2 \cdot 10^{-2}$; if we do not wish to jeopardize the results of scattering theory, we must give up spherical symmetry.

Let us note that the small scatter of the $R(\theta)$ values for a given disc center is a clear indication that the polar diagram of these sources is rather smooth.

C) The Directivity of Limb Events

On November 14, 1971 more than 100 Type III bursts have been recorded and analyzed, including some fundamentals and a vast majority of harmonics. Their directivity factors range between 1 and 50 for $\theta = 33^\circ$; the optical center is at 68° E.

For $\varepsilon = 1$ or $2 \cdot 10^{-2}$, it is impossible to account for the wide range of R of the harmonics except when using the "horizon cut-off" and therefore assuming that the type III longitude is about 85° .

For $\varepsilon = 0$ (no scattering) the Zheleznyakov and Zaitsev back lobe can account for the harmonic observations assuming $L = 70^\circ$ and an equivalent spread in L of 10° .

The R values for the fundamentals cannot be interpreted for if ε is not at least $2 \cdot 10^{-2}$.

Therefore to interpret the directivity of the November 14 limb events with a spherically symmetric corona, we must assume that they take place very close to the limb as only the horizon cut-off provides the necessary range of $R(\theta)$; we should also have $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-2}$.

a) Directivity Factor, E W Position and Source Size. Unless one assumes that the coronal medium is changing rapidly, some Type III parameters have to change from an event to the next to produce the observed variations of the directivity factor. For instance we should look for variations in position.

Figure 6a shows a semilog plot of the observed directivity factor R as a function of E W position P . An important result is apparent on that figure:

The directivity factor R is correlated to the E W position P ; the correlation coefficient between $\log R$ and P is 0.8 and the probability to find such a correlation coefficient among the same number of randomly distributed points is only $5 \cdot 10^{-4}$. Even if the slope of the regression line is not known accurately, ($d \log R / dP = 0.41 \pm 0.06$) its sign is certain: R is found to increase with increasing distance to the central meridian.

Figure 6b shows a plot of $\log R$ as a function of the visibility V of the events in the 3-elements interferometer; the correlation coefficient $\log R$ to V is -0.56 and the probability to find a larger correlation coefficient by chance is $2 \cdot 10^{-3}$. It is apparent that the *source size becomes larger when their directivity factor increases.*

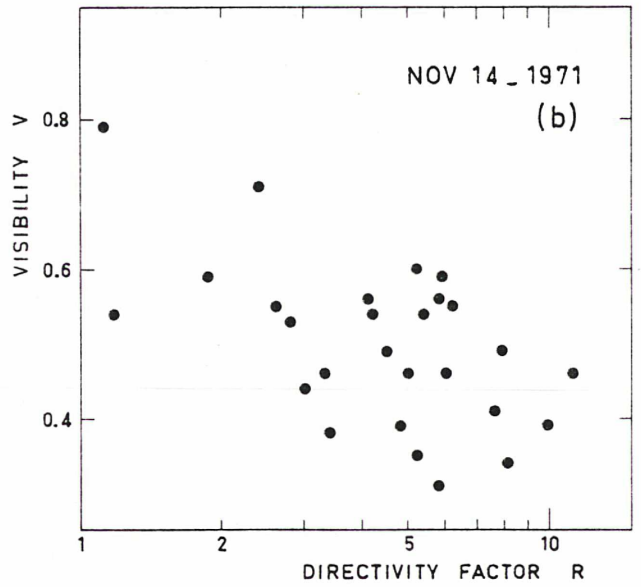
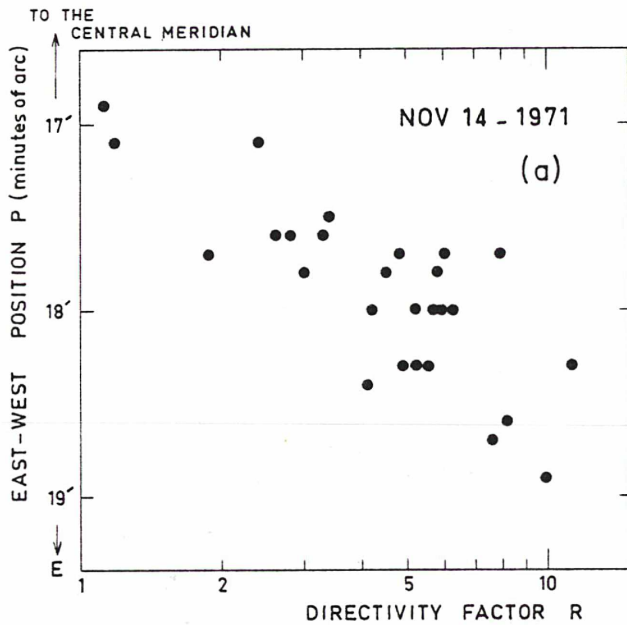


Fig. 6a and b. The directivity factor R of harmonics on November 14, 1971 as a function of a. the EW distance P of the source to the

central meridian (arc min). b. the visibility V of the source which varies in the opposite direction to its angular size

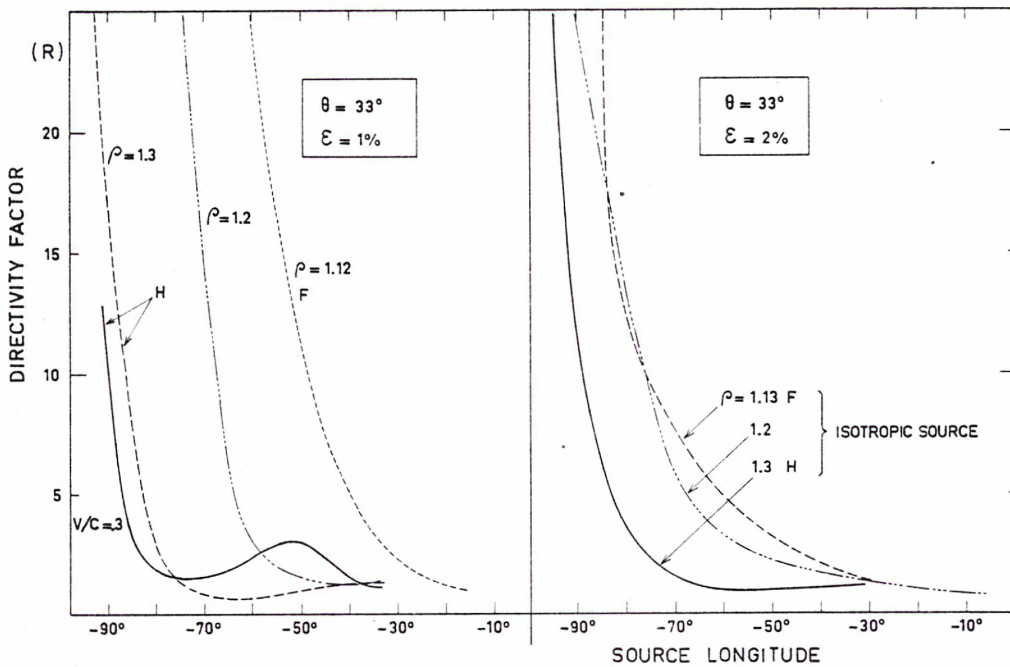


Fig. 7. The directivity factor computed in a spherical coronal model as a function of the heliographic longitude of the source (STEREO angle, 33°); the primary diagram is assumed isotropic except for the curve labelled $v/c=0.3$ (Zheleznyakov and Zaitsev model). ρ is the heliocentric altitude of the source in solar radii

b) *The Required Deviations from Spherical Symmetry.* Assuming spherical symmetry leads us to the following contradictory situation: the Type III bursts cannot be located on the limb because they are associated, as we shall see later, with an active center at 68° E longitude; but if their position is not very close to the limb, the spherical model cannot account for the observed range of directivity factors. We have no

alternative to giving up spherical symmetry and this can be done in several ways to leave the bursts some degrees of freedom either in altitude or in longitude.

We could, for instance, assume that the source is in some radial narrow structure (where refractive effects could be neglected) or on the axis of an overdense streamer (where refractive effects are not negligible). These types of structures cannot account for the

observed dependence of directivity R versus E W position P ; both of them produce the opposite effect. In Fig. 7, we have plotted $R(\theta)$ as a function of the longitude L of the source for different altitudes in a spherical corona; these altitudes are that of the fundamental ($1.1 R_{\odot}$), of the harmonic ($1.3 R_{\odot}$) and $1.2 R_{\odot}$; it is quite clear that the deeper the source, the higher the directivity factor for any longitude. This result is valid for most conceivable structures where the density is higher than in the ambient corona. It is contrary to observations.

Furthermore, neither a narrow structure nor a streamer-like one can account for the observed relationship between the size of the source and its directivity factor.

It appears that the only way to account for the observations is to assume that there is a coronal high density region between the source and the earth.

One can conceive that by increasing somewhat the electron density in the proper region, one can move upward the horizon cut-off of the source; the earth direction may be closer to it and the source far enough from the limb for some variations of its longitude to produce the observed variations of P and R correlated in the proper way; such a model can also account for the observed relation between R and the source size; the further East is the source, the more scattering its radiation undergoes on its way to us.

c) The Coronal Macrostructure on November 14, 1971. Figure 8 is the Meudon synoptic map of the sun; the only active center which can be associated with the observed Type III bursts is MacMath region 11610, at 68E, 12S over which 19 flares have been seen on that day.

The Nançay 169 MHz interferometer shows two bright regions (slowly varying component) on the sun and one of them is undoubtedly associated with the filament F . Following Axisa *et al.* (1971) this filament and bright meter wave region are most likely associated with a coronal streamer above them.

This is confirmed by optical data: a streamer is indeed clearly visible on the HAO-Mauna Loa coronagram reproduced on Fig.9; there we can see an intense brightening of the white light corona at the $1.5 R_{\odot}$ level, which passed the limb on November 9; this position is precisely that of the streamer on top of the filament F .

We therefore have ample evidence of the existence of a coronal streamer at the proper position between active center 11610 and the earth to play the role we called for earlier in this paper; the axis of that streamer is close to the STEREO direction whereas the earth direction cuts across the coronal structure; for reasons given above, the Type III we are observing cannot be produced on the axis of the streamer; as these events were observed down to 30 MHz (Sheerer and Urbarz,

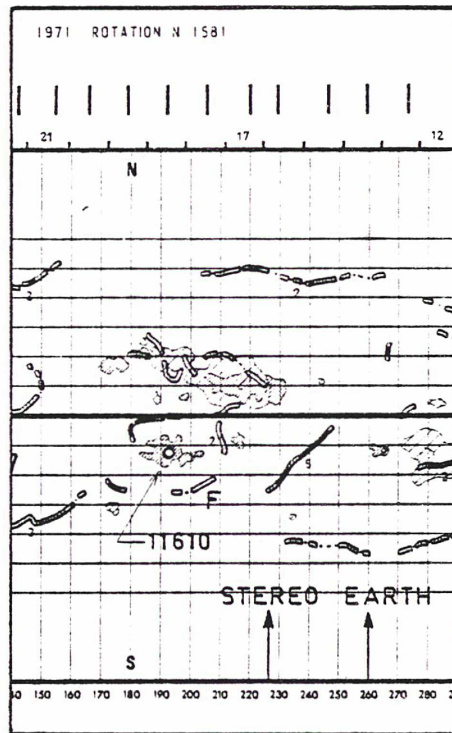


Fig. 8. The Meudon Observatory synoptic map of the sun for rotation 1581. The arrows correspond to the approximate heliocentric longitudes of the Earth and space-probe observing sites

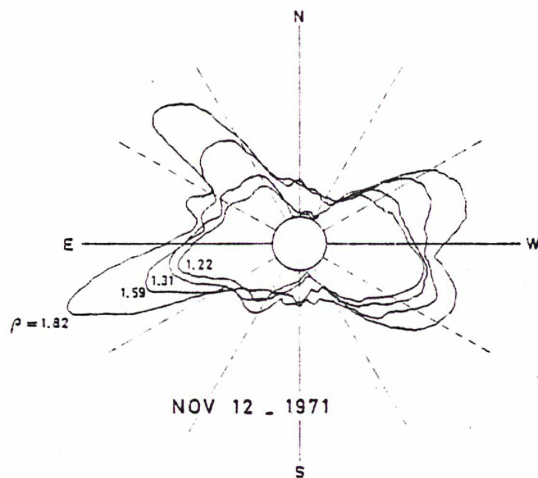


Fig. 9. White light coronal isopleths at the heliocentric altitudes 1.22; 1.31; 1.59 and $1.82 R_{\odot}$ for November 12, 1971 (Courtesy J. Hansen, High Altitude Observatory, Boulder, Colorado)

private communication) they had to be produced in a region of open lines of force

d) Discussion and Conclusion. In the absence of 169 MHz two-dimensional images of the sun, we should consider whether latitude variations could produce the observed variations of the directivity factor on November 14, 1971. As a matter of fact (Smerd, private communication, 1973) the 80 MHz Culgoora radioheliograms

show that the Type III latitudes range from 10–40° S on that day; moreover the E W axis of the interferometer is inclined to the solar equator in such a way as to increase the role of latitude variations on the E W positions. Let us assume that the source (southern) latitude increases at constant longitude; then the source distance to the central meridian P will decrease but, at the same time, the angle between the source vertical and the earth direction will increase thus increasing the directivity factor R . The sign of the correlation coefficient of R and P would be opposite to the observed one. Therefore the variations of R cannot be predominantly due to variations of latitude.

Our conclusions rely heavily on the correlation between the directivity factor R and the E W position P or size S of the sources; a plot of R versus P or S yields a poorer correlation coefficient than $\log R$ versus P or S ; this is not surprising: we see on Fig. 7 that, close to the horizon, the variation of R with increasing longitude is much closer to an exponential rise than to a linear one.

The analysis that we have presented does not allow us to rule out the possibility for the Type III sources to be located in overdense structures; it only shows that these structures cannot account alone for the directivity observations;

The STEREO observations of a limb source have led us to the following conclusions:

The Type III bursts are not produced in a streamer which existed on the sun at an "adequate" position.

They were produced behind the streamer and seen through it from the earth.

The directivity factor variations are most probably due to variations in heliographic position more than to altitude variations.

IV. Conclusion

The analysis of Type III bursts records obtained simultaneously in two very different directions of observation has produced no evidence of a longitude dependence of the time profile of these events. Such effects could be expected from partial reflection of the radiated waves on deeper layers in the corona. However computations in a plausible model have shown this effect to be very small at 169 MHz in agreement with observations; this is essentially due to the high density gradients in this range of coronal altitudes.

The identification of fundamental-harmonic pairs on November 14, 1971 has been made much easier by the availability of the STEREO observations; we have been able to demonstrate that most observed events are harmonics, a fact which has long been suspected but hardly proven up to now in that frequency range even when extensive spectrographic data was available.

For a center close to the limb, fundamentals have been found farther from the disc center and their size smaller than those of the associated harmonic components; this is just a confirmation of known facts but the directivity of fundamentals is higher than that of their associated harmonic.

The directivity measurements have yielded entirely new results.

The directivity of the radiation of disc centers can be interpreted in a spherical model only if the scattering power is low and if the harmonic radiation is strongly beamed backward. But to account for other observations a large scattering power is required and it is now doubtful that harmonics radiate preferentially in the backward direction. Therefore deviations from spherical symmetry are necessary; assuming that the source is on the axis of a Newkirk streamer which would produce the observed directivity, would only widen the gap between computations and observations.

For a center at a large longitude, the directivity is found to increase with increasing distance to the central meridian; this result can be interpreted by a longitude scatter of the events. The range of directivity factors and all the other available observations can be accounted for because of the presence of a relatively high electron density region between the Type III sources and the earth. We have thus been able to show that the November 14, 1971 Type III bursts are not produced in an existing streamer but behind it. Other authors (Kuiper, 1973; Leblanc *et al.*, 1974) have reached the same conclusion from the analysis of decameter wave observations; but the fact that Type III bursts can be seen through an overdense structure opens new perspectives for the interpretation of limb events and other phenomena.

We must again emphasize the fact that the present paper is based on the analysis of only part of the available data; but the most important result brought up by these first directivity measurements is that the steepness of the scattered polar diagram is larger than computed for point sources in a spherical corona or on the axis of a streamer if enough scattering power is built in these models to account for the relative positions of the fundamental and harmonic and for an appreciable part of the apparent source size. The plasma hypothesis must be retained but electron density models involving large deviations from spherical symmetry have to be built. More sophisticated computations are being carried out to meet that new challenge.

Acknowledgements. The STEREO-1 experiment has been carried out as part of a cooperative research program between the U.S.S.R. Academy of Sciences (Intercosmos) and the Centre National d'Etudes Spatiales (France). We are grateful to the teams in the Soviet Union and France who designed, built, tested, integrated the flight hardware and processed the data.

We thank A. Boischot, G. Daigne, B. Fort, Y. Leblanc, M. J. Martres and M. Pick for their comments on the manuscript and many useful discussions. G. Daigne and J. L. Bougeret worked out the reduction procedure we used to obtain the positions and sizes. C. Perche and G. Goyon have carried out most of the programming and data handling involved in this work, using the I.N.A.G. computer.

We acknowledge with thanks the data sent us in advance of publication by Dr. Ø. Elgaroy (Oslo, Norway), Drs. Scheerer and Urbarz (Tübingen, Federal Republic of Germany), Dr. J. Hansen (High Altitude Observatory, Boulder, Colorado, U.S.A.) and Dr. S. Smerd (C.S.I.R.O. Australia).

This project is sponsored by Centre National d'Etudes Spatiales.

References

- Aubier, M., Leblanc, Y., Boischot, A. 1971, *Astron. & Astrophys.* **12**, 436
- Axisa, F., Avignon, Y., Martres, M. J., Pick, M., Simon, P. 1971, *Solar Phys.* **19**, 110
- Bougeret, J. L., Caroubalos, C., Mercier, C., Pick, M. 1970, *Astron. & Astrophys.* **6**, 406
- Caroubalos, C., Aubier, M., Leblanc, Y., Steinberg, J. L. 1972, *Astron. & Astrophys.* **16**, 374
- Caroubalos, C., Steinberg, J. L. 1974, *Astron. & Astrophys.* (Paper I)
- Daigne, G. 1973, Rapport interne N° 113, *Astronomie Spatiale*, Meudon
- Daigne, G., Møller-Pedersen, B. 1974, to be submitted to *Astron. & Astrophys.* "Characteristic couples of decameter Type III solar bursts"
- De La Noë, J., Boischot, A. 1972, *Astron. & Astrophys.* **20**, 55
- Elgaroy, Ø., Lyngstad, E. 1972, *Astron. & Astrophys.* **16**, 1
- Kaplan, S. A., Tsyrovich, V. N. 1968, *Soviet Astron.* **11**, 956
- Kuiper, T. B. H. 1973, Thesis, Univ. Maryland
- Leblanc, Y. 1973, *Astrophys. Letters* **14**, 41
- Leblanc, Y., Kuiper, T. B. H., Hansen, S. 1974, submitted to *Solar Physics*. "Coronal density structures in regions of solar Type III activity"
- McLean, D. J. 1971, *Australian J. Phys.* **24**, 201
- Melrose, D. B. 1970, *Australian J. Phys.* **23**, 871
- Melrose, D. B. 1973, Communication to I.A.U. Symp. N° 57, Surfiers Paradise, Australia
- Poquérusse, M. 1973, Thèse de 3ème Cycle, Université de Paris 7
- Riddle, A. C. 1972, *Proc. Astron. Soc. Australia* **2**, 98
- Riddle, A. C. 1974, Preprint. "On the determination of coronal temperature from the decay of Type III radio bursts"
- Steinberg, J. L., Aubier-Giraud, M., Leblanc, Y., Boischot, A. 1971, *Astron. & Astrophys.* **10**, 362
- Sturrock, P. A. 1964, *Physics of Solar Flares*, 357, A.A.S. - N.A.S.A. Symp. Washington (NASA SP-50)
- Zheleznyakov, V. V., Zaitsev, V. V. 1970, *Soviet Astron.* **14**, 250
- C. Caroubalos
M. Poquérusse
J. L. Steinberg
Département de Recherche Spatiale
Observatoire de Meudon
F-92190 Meudon, France

Article 2

Deconvolution and Decay Mechanism of Solar Type III Bursts

Michel Poquérousse

Observatoire de Paris-Meudon, F-92190 Meudon, France

Received August 4, revised October 5, 1976

Summary. The time profile of solar type III bursts at a given frequency is the convolution of an exciter function $S(t)$ of duration D_e by the damping function of the source plasma waves; this damping may be due either to electron-ion collisions, whose characteristic time is similar to D_e (hypothesis I), or to the Landau effect, whose characteristic time is much shorter than D_e (hypothesis II). The observed profile exhibits an exponential decay of constant τ .

With hypothesis (I), D_e and τ are linked to different physical systems (the exciter electron stream and the ambient plasma respectively); with hypothesis (II) they are both linked to the stream. The presence or the absence of a correlation between D_e and τ thus appears as a possible test for the damping mechanism.

Using high quality tape recorded type III profiles in the range 159–179 MHz we obtain $S(t)$ by deconvolution by the decay function $e^{-t/\tau}$ using hypothesis (I).

The mean of τ is found to be 0.3 ± 0.1 s for the fundamentals and 0.6 ± 0.2 s for the harmonics. The deconvolved profiles are nearly symmetrical; their decay is more homologous from burst to burst on a given day than before deconvolution. The mean of the half-power duration is 0.6 ± 0.2 s for the fundamentals and 1.3 ± 0.4 s for the harmonics before deconvolution, and 0.5 ± 0.2 s for the fundamentals and 1.0 ± 0.4 s for the harmonics after deconvolution.

We discuss the errors involved in the actual process and find a correlation between D_e and τ which is better than that found by other authors at frequencies 3 times smaller: $D_e \simeq 3\tau$, $q=0.75$.

This result suggests that the Landau effect accounts for most of the plasma wave damping, so that the type III time profile is essentially the exciter time profile from $0.3 R_\odot$ altitude to the earth orbit.

Key words: solar radiobursts — type III — deconvolution — plasma wave damping

I. Introduction

Solar type III radio bursts are most probably due to the scattering of plasma waves excited by electron streams in the corona. The classical picture is that these plasma waves are damped by electron-ion collisions and that the exponential decay of the bursts reflects this damping. It follows that the plasma waves energy time profile $W(t)$ is the convolution of the power $S(t)$ injected from the stream, by the exponential decay function; the decay time and the duration of the burst are of the same order of magnitude so that $W(t)$ and $S(t)$ have quite different time profiles. We shall call this situation: hypothesis (I). Several authors started from this hypothesis to calculate some characteristics of the exciter function $S(t)$ by approximate and indirect deconvolution processes (Hughes and Harkness, 1963; Elgaroy and Rodberg, 1963; Bradford and Hughes, 1974). The duration of $S(t)$ was also determined by means of the starting point of the exponential decay (Aubier and Boisshot, 1972; Evans et al., 1973). But it is only very recently that the exciter function $S(t)$ itself has been calculated: this has been done by Achong and Barrow (1975), between 18 and 36 MHz, using the deconvolution formula first introduced by de Groot (1966). This result is quite interesting, if hypothesis (I) is true, since the most direct signature of the beam-plasma interaction process is not $W(t)$ but really $S(t)$ itself.

But hypothesis (I) has been challenged by many authors who believe that the main damping mechanism is not due to collisions but to the Landau effect (Zaitsev et al., 1972; Takakura et al., 1973; Harvey and Aubier, 1973; Aubier, 1974). The characteristic damping time is then much shorter than the burst duration so that the time profile of W and S are similar. The greatest difficulty in this hypothesis has just been eliminated by Harvey (1976) who shows that $S(t)$ itself may very well exhibit an exponential decay to a good enough approximation as compared to the observations. We shall call this situation: hypothesis (II). According to this hypothesis, the observed e -folding time τ is no

more than a characteristic time of the exciter function $S(t)$, as also is its total duration D_e ; therefore, D_e and τ can be expected to be closely related. On the contrary, with hypothesis (I), τ depends upon the temperature of the ambient plasma and is thus a priori quite independent from D_e . In fact, D_e and τ are observed to be correlated at a fixed frequency: Aubier and Boischoit (1972) (30–60 MHz), Barrow and Achong (1975) (18–36 MHz). This is a strong argument in favour of hypothesis (II).

There are various physical circumstances where the Landau mechanism can work but the damping on the enhanced suprathermal tail of the electron distribution function in the solar wind seems to be the most efficient (Aubier, 1974); this mechanism should not work in the low corona, where the electron distribution function may be expected to tend towards a Maxwellian. Therefore, if hypothesis (I) is valid somewhere, it is most likely to be at high frequencies. We have therefore calculated the exciter function $S(t)$ by deconvolution of the observed type III profiles at 169 MHz. If hypothesis (II) still holds at our frequency the deconvolution process and the quantity D_e both lose their physical meaning but they retain the following interest: D_e is much more accurately determined from the calculated time profile $S(t)$ than directly from the observed time profile $W(t)$ by means of the starting point of the exponential decay; it is quite important to obtain a good accuracy on D_e to check for an eventual relationship between D_e and τ , which is an important observational test to decide between hypothesis (I) and (II).

We first complete our set of hypotheses; we then briefly describe the instrument, and show that it is well adapted to our purpose; we outline the conditions under which the deconvolution process has to be carried out. We then study the main properties of the deconvolved profile $S(t)$ and show that the relation between D_e and τ holds at our frequency. Finally, we analyse some astrophysical implications of this relation.

II. Hypothesis

Achong and Barrow (1975) implicitly assume that the observed electromagnetic intensity $I(t)$ is proportional to the energy $W(t)$ of the source plasma waves. Actually, two factors have to be taken into account to get $W(t)$ from $I(t)$: First, the time profile $I(t)$ might be broadened by multipath propagation through the inhomogeneous corona (Steinberg et al., 1971); we shall neglect this effect. Second, within the frame of the plasma hypothesis, the conversion law of plasma waves into electromagnetic waves depends on the mode, fundamental (F) or harmonic (H). Following Melrose (1970) and Harvey (1976), we assume:

$$I_F(t) \propto W(t) \quad (1a)$$

$$I_H(t) \propto W^2(t). \quad (1b)$$

It remains to determine the mode of the bursts. Caroubalos et al. (1974) observed the well known pairs of type III's with the Stereo-1 experiment, on November 14, 1971; they found that the first component is more directive than the second one, which seems to confirm the fundamental-harmonic nature of such pairs; they also verified that the e -folding time is smaller for the fundamental component; furthermore, for all the other isolated bursts, the time profile is either similar to the fundamental components of pairs or to the harmonic ones; this separation between F and H bursts is especially clear for the τ -value. Let us note that the decay time histogram of Elgaroy and Lyngstad (1972) seems to indicate the stability over long periods of the border between the values of τ for F and H bursts. We will use this interesting criterion to determine the mode of our isolated bursts. Using the quantitative results of Caroubalos et al. (1974), obtained at the same frequency as ours, and using our own histogram of τ -values, we consider that:

bursts are F when $\tau < 0.3$ s

bursts are H when $\tau > 0.4$ s.

Among the 25 selected bursts (see next section), we thus obtain: 4 F , 18 H and 3 "intermediate" bursts which we eliminate.

III. Observations

1) The Instrument

The observations have been performed at the Nançay station with a multichannel spectrograph, equipped with a 16 dB antenna; 11 channels, each 0.6 MHz wide, with AGC logarithmic response receivers, are available in the range 159–179 MHz. The output is digitized in real time at 25 pts/s. All the channels are separately calibrated both at the beginning and the end of each daily observing period about one hour long; calibration signal levels cover the whole dynamic range of the receiver and they are known to better than 0.2 dB; we can thus convert the signal into an accurate linear scale.

2) The Deconvolution

The expression (2) of Achong and Barrow plus our own expressions (1) lead to the following deconvolution formulae for the two modes:

$$S_F(t) = \frac{dI(t)}{dt} + \frac{I(t)}{\tau} \quad (2a)$$

$$S_H(t) = \frac{d\sqrt{I(t)}}{dt} + \frac{\sqrt{I(t)}}{2\tau} \quad (2b)$$

where τ is the *observed* e -folding time; the factor 2 in the second equation comes from the relation with the e -folding time of the plasma waves energy density W , $\tau_w = 2\tau$, which results from (1b).

(We drop all multiplicative constants since we are only interested in the shape of the time profiles).

After the signal is converted into flux density, we first subtract from it the background level; we thus get the time profile $I(t)$ itself for each burst and we measure the e -folding time τ on $\log I-t$ plots. But then the presence of the derivative in expressions (2) requires that the noise be first of all carefully filtered out. We use a very efficient smoothing by "spline" function (Fig. 1). The smoothed profiles are then deconvolved on a computer and normalized to the same amplitude (Fig. 2). The burst time profiles at several frequencies are then added up, with suitable time shifts chosen by eye. An average profile is deduced for each burst (Fig. 3). This process enables us to eliminate all narrow band emissions of natural or man-made origin; furthermore, the scatter between the individual profiles gives an indication on the accuracy of the average profile.

We also measured the uncertainty on the deconvolved profile due to the uncertainties on the background level (base line) and on the τ values; the error bars on the figures take this effect into account.

We will also indicate what the results would look like if the expressions (2a) and (2b) were interchanged, that is if our harmonics were actually fundamentals and reciprocally.

3) The Selection

The deconvolved profile is rather sensitive to many sources of errors on the original profile: noise, τ -value, base line ...; thence the deconvolution process can only be performed when the signal-to-noise ratio is large. Furthermore, in the case of superposition of different bursts (groups) or modes of a same burst ($F-H$ pairs) no significant result can be obtained since the e -folding time τ has no reason to be the same for the various components.

Among hundreds of bursts in the period october 1971–february 1972, these considerations led us to retain only the 25 bursts more intense than 1 S.U. ($10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) and very well isolated.

IV. Properties of the Deconvolved Profile at about 169 MHz

1) The Start of the Exponential Decay

A mathematical property of the deconvolved profile function $S(t)$ is that it goes to zero when the original profile function $I(t)$ becomes exponential; this is true whatever formula (2a) or (2b) is used; it is found experimentally that this generally occurs before $I(t)$ has fallen to half its peak value [see Fig. 2; note that $S(t)$ may go negative due to the noise]. The measurement of the decay time τ can thus be made at high levels of $I(t)$ and this guarantees a high accuracy; consequently,

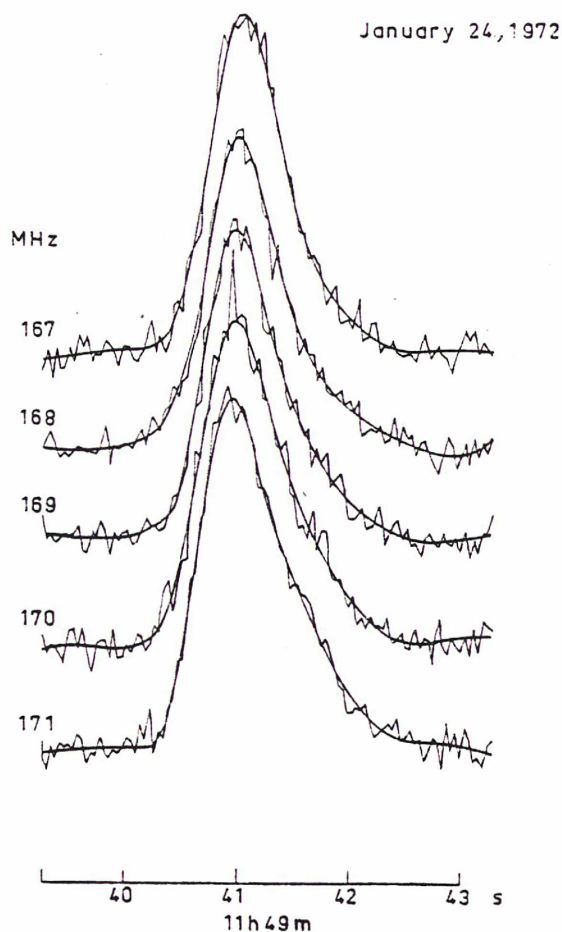


Fig. 1. Smoothing by "Spline" function of a typical burst profile at the five central frequencies of our spectrograph

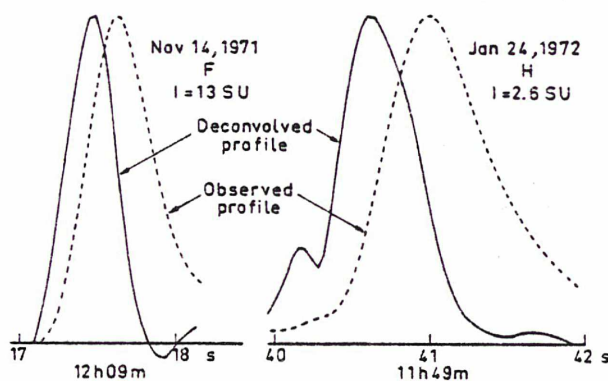


Fig. 2. Deconvolved type III profiles at 169 MHz, compared to the smoothed observed profiles for typical fundamental and harmonic bursts. Peak intensities are given in Solar Units ($10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$)

the abnormal temperatures deduced from the τ -values cannot be due to errors on τ .

2) Symmetry

We have measured on $S(t)$ normalized profiles the "linear rise and decay times", d_1 and d_2 , defined as the inverse slope at the inflexion points (see Fig. 4). With

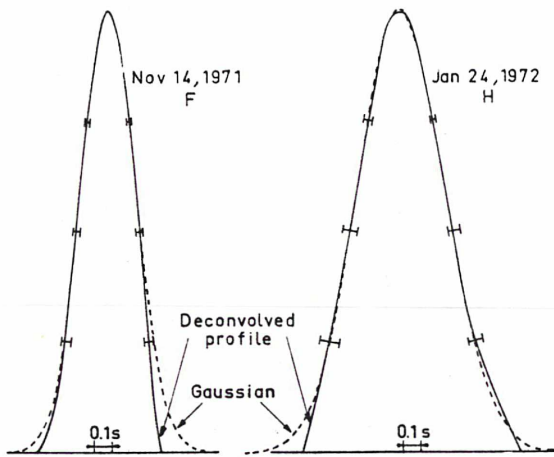


Fig. 3. Deconvolved profiles averaged over our 11 frequencies between 159 and 179 MHz for the same two bursts as in Figure 2. The error bars take into account the scatter among all frequencies and the uncertainties on the base lines and the values of the e -folding time τ

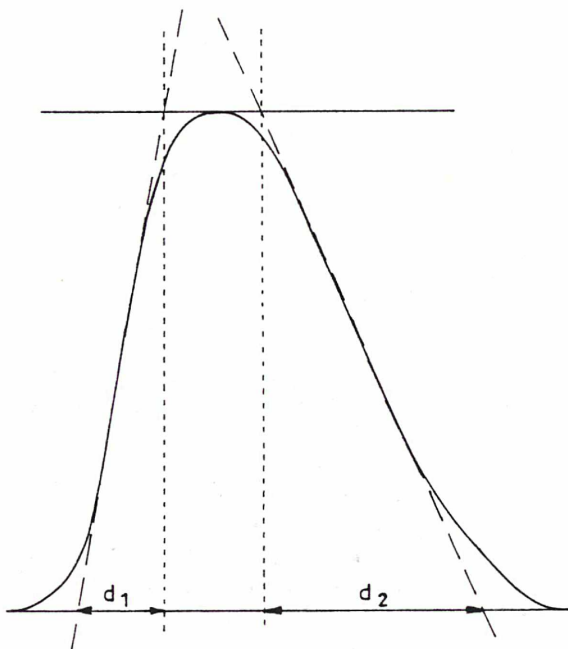


Fig. 4. Definition of linear rise time and linear decay time

this definition, we avoid using the generally perturbed low levels of $S(t)$ to measure the rise and decay times. The Figures 3 and 5 show that the $S(t)$ profile is nearly symmetrical and close to a gaussian shape. When the harmonics are deconvolved as if they were fundamentals, i.e. with expression (2a), the symmetry of $S(t)$ remains as good as on Figure 5.

3) Spectral Fluctuations

Most individual frequency profiles for a given burst are quite similar. Nevertheless, it frequently happens that

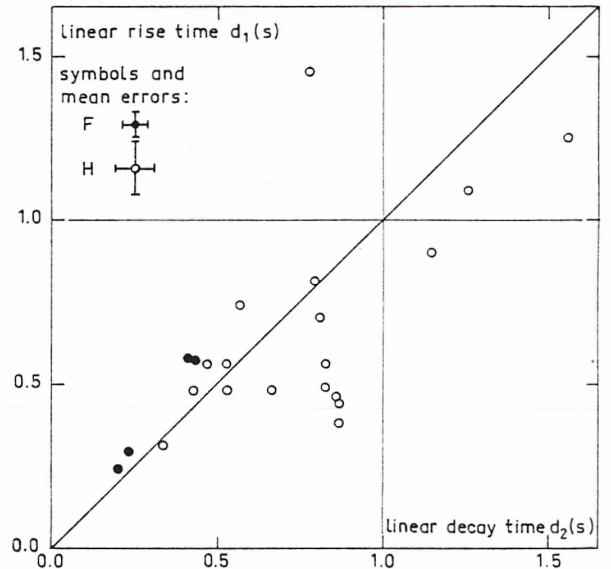


Fig. 5. Scatter diagram of linear rise time and linear decay time

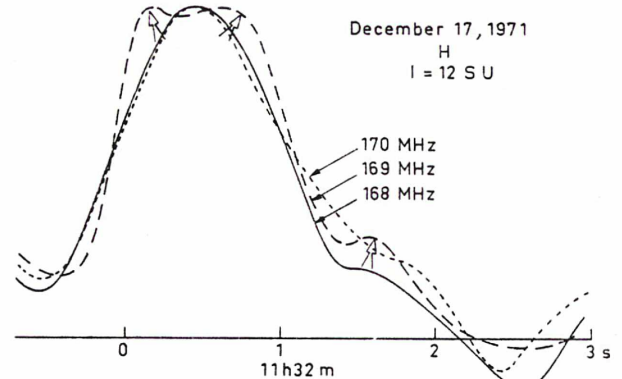


Fig. 6. A characteristic example of narrow band spectral fluctuations, indicated by the arrows, on the deconvolved profile of an harmonic burst

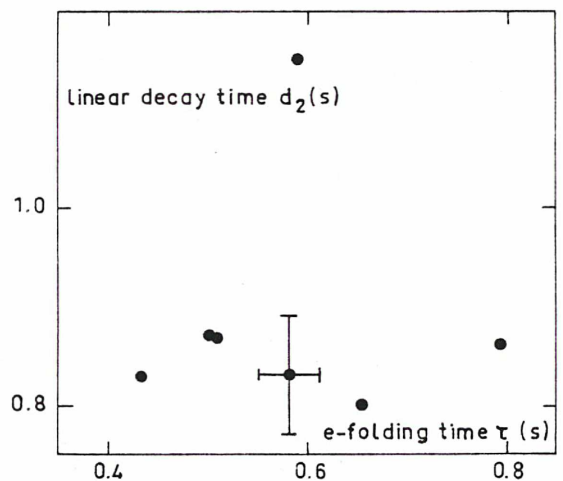


Fig. 7. Scatter diagram of the linear decay time d_2 (deconvolved profile) versus the e -folding time τ (observed profile) for the 7 harmonic bursts on November 14, 1971

some profiles exhibit large and rapid fluctuations of narrow bandwidth, no more than a few MHz (Fig. 6). These spectral fluctuations do not exhibit the same statistical properties as the background noise and seem to be related to the bursts. They might perhaps be compared to the decametric striations in type IIIb bursts (De la Nöe and Boischof, 1972). When the expression (2a) is used in place of the expression (2b) the fluctuations are reduced in amplitude but remain present.

4) Homology:

The harmonic components we have recorded on a given day are the most numerous on Nov 14, 1971; they belong to the set of bursts extensively studied by Caroubalos et al. (1974), who have fairly well established their harmonic nature. Out of the 7 of them, 6 show a relative scatter in d_2 much smaller than that of τ (Fig. 7): the only exception is the first burst to occur: it is probably produced in different conditions.

Solar bursts, and especially type III bursts, have the well-known property, called homology, to often show the same time profile over short periods. The deconvolution seems to unveil an even more stronger stability, which is partly hidden on the observed profile by the variations of the decay time τ . In the frame of hypothesis (I), this would point out the stability of the acceleration mechanism, the successive electron streams going through different regions with different temperatures.

5) Half-power Duration

The mean and standard deviation of the half-power duration, before and after deconvolution are as follows, in seconds:

	$I(t)$	$S(t)$
(4) F	0.61 ± 0.22	0.51 ± 0.21
(18) H	1.33 ± 0.42	0.99 ± 0.36

When the expressions (2a) and (2b) are interchanged, the half-power duration of $S(t)$ is increased for the fundamentals and it is decreased for the harmonics.

6) Frequency Drift

In the same way, we have for the frequency drift measured at the peak intensity, in MHz/s:

	$I(t)$	$S(t)$
(4) F	92 ± 37	99 ± 27
(18) H	49 ± 31	56 ± 31

These results are very nearly the same when fundamentals are deconvolved with expression (2b) and harmonics with (2a); this is essentially due to the small difference between the frequency drifts of $I(t)$ and $S(t)$ compared to the standard deviations. If we accept hypothesis (I), the

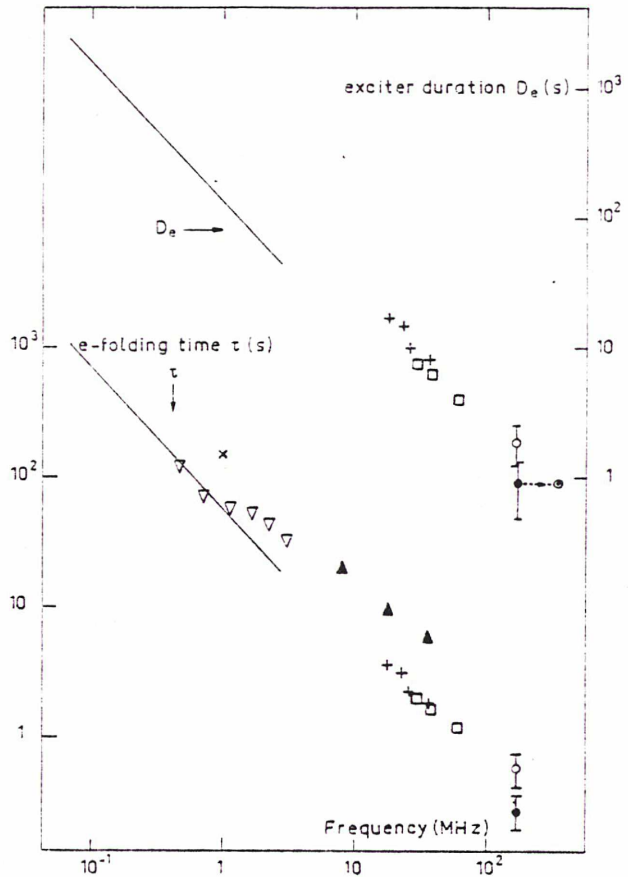


Fig. 8. e-folding time τ and "exciter" duration D_e versus frequency. We have only retained the values explicitly based upon the exponential nature of the bursts decay. \blacktriangle : Boischof, 1967; \times : Slysh, 1967; ∇ : Alexander et al., 1969; \square : Aubier and Boischof, 1972; \backslash : Evans et al., 1973; $+$: Barrow and Achong, 1975; \bullet : *F* this paper; \circ : *H*, this paper; \odot : *F*, this paper, translated to $2 \times 169 = 338$ MHz

frequency drift rate to be taken into account when deriving the velocity of the stream is that of $S(t)$ and not that of $I(t)$; the difference between the two may be due to the variation of τ with frequency.

For harmonic bursts, the $S(t)$ frequency drift is 14% larger than that of $I(t)$; although this value is not very accurate, it may be compared to the values obtained from Achong and Barrow's data (20% at 18–36 MHz) or given by Bradford and Hughes (1974) (8% at 2–8 MHz).

V. The Relation $D_e - \tau$

The total duration D_e of the exciter $S(t)$ is measured at level 1/10 of the peak value. We least-square fit to the values τ_f measured at all frequencies f the law $\tau = \alpha f^\beta$, which yields a more accurate value of τ at 169 MHz, which will be used later on. Mean and standard deviations are as follows (in seconds):

	D_e	τ
(4) F	0.90 ± 0.42	0.26 ± 0.06
(18) H	1.83 ± 0.62	0.58 ± 0.17

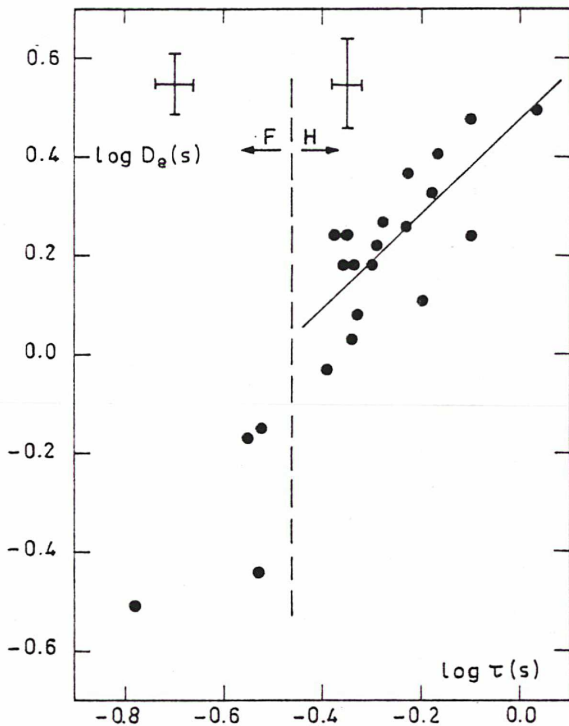


Fig. 9. Scatter diagram of the "exciter" duration D_e versus the e -folding time τ and the least-square fit for the harmonics

On Figure 8 these points are plotted together with the measurements obtained by other authors at other frequencies. The harmonics at 169 MHz seem better fit than the fundamentals to the extrapolation of measurements at lower frequencies; this is in agreement with the harmonic nature of the great majority of type III's. Furthermore, it is reasonable to assume that the duration D_e of the exciter that we obtain from our fundamentals at 169 MHz would be the same if we had computed it from the associated harmonics at $2 \times 169 = 338$ MHz; the corresponding point on Figure 8 then fits well with the other points; this could be considered as an a-posteriori confirmation of our separation between F and H bursts.

Figure 9 shows that there is a definite correlation between D_e and τ . The least-square fitting of $\log D_e$ versus $\log \tau$ gives for the 18 harmonics:

$$D_e = (3.0 \pm 0.4) \tau^{(0.96 \pm 0.2)}$$

$g = 0.75$ (probability that the correlation in a random set of variables exceeds that value = 0.0003).

Consequently, we do not only show that the relationship between D_e and τ still holds at higher frequencies but we obtain a better correlation than in the decameter range (Aubier and Boisshot, 1972; Barrow and Achong, 1975). Furthermore, this relationship at fixed frequency is exactly the same as the one that can be deduced from Figure 8 at variable frequency.

Let us note that if our identification of the bursts as F or H were wrong, that would not change anything in the conclusions of this section; indeed, D_e is independent of the expression (2a) or (2b) used since $S(t)$ goes to zero at the same time in both cases, as already noted in § IV-1.

VI. Discussion

We cannot accurately compare the statistical properties after deconvolution of fundamentals and harmonics, the former being too rare; we can nevertheless state that the time constants of fundamentals are definitely smaller (Fig. 5). As to the harmonics, their characteristics would not be deeply altered if our separation between the two modes was incorrect, since in any way they are probably much more numerous than the fundamentals (Rosenberg, 1975).

It has been known for a long time that D_e and τ are nearly proportional to each other when the frequency is varied (e.g. see Fig. 8). One can understand this result in the frame of hypothesis (I): when the electron stream travels upwards in the corona, its length can do nothing but increase; at the same time τ is known to increase with altitude; the exact relationship $D_e \sim \tau$ may be fortuitous.

On the contrary, the relation $D_e \sim \tau$ found at a fixed frequency is much more difficult to reconcile with hypothesis (I) as it is valid at a *given* altitude, where D_e and τ are linked to two different physical systems, the beam and the ambient plasma. Within hypothesis (II), both quantities are linked to the beam so that a relationship between them is expected.

The exponential decay of type III bursts has been considered as a decisive argument in favour of hypothesis (I); but recently Harvey (1976) has shown that it may result from the dynamics of the electron stream.

From the above analysis, it appears that the Landau damping should be taken into account even at low coronal altitudes. However a disturbing fact remains unexplained if this is true: the electron temperature deduced from the measurement of τ in the collisional damping hypothesis is in good agreement with that deduced from other measurements; in the solar wind region, it was not considered to be true; but Alvarez and Haddock (1973) have indicated how this discrepancy may be resolved.

VII. Conclusion

We have computed the exciter profile of type III bursts at 169 MHz by deconvolution of the observed profile, using the collisional damping hypothesis. We used the records from a high time resolution multichannel spectrograph with digitized outputs. The deconvolution technique is a powerful tool to analyze the type III time profiles whatever the damping mechanism may be.

We have shown that the relationship between the duration of the deconvolved profile D_d and the e -folding time τ , $D_d \sim \tau$, still holds at 169 MHz, a frequency 3 times higher than previously studied in this respect. Moreover the scatter in the relation is smaller at our frequency. This result strongly suggests that the Landau effect is the main damping mechanism of plasma waves excited by the electron beam even at low coronal altitudes: in this case, the observed profile should be very close to the exciter profile all the way from $0.3 R_\odot$ altitude up to the Earth orbit.

However the electron temperatures deduced from the collisional damping hypothesis are in good agreement with other measurements and it is hard to believe that this is accidental.

Acknowledgements. This paper owes its existence to an unpublished work of Prof. C. Caroubalos and to his ideas. I am extremely grateful to him and to Dr. J. L. Steinberg for their basic collaboration.

It is a pleasure to thank Dr. C. C. Harvey for very valuable discussions.

The computations have been performed on the IBM 360-65 computer of the Centre de Calcul de l'I.N.A.G.; I am indebted to C. Perche who was responsible for the programming and who also first drew our attention to the use of Spline functions.

References

- Achong, A., Barrow, C. H.: 1975, *Solar Phys.* **45**, 467
 Alexander, J. K., Malitson, H. H., Stone, R. G.: 1969, *Solar Phys.* **8**, 388
 Alvarez, H., Haddock, F. T.: 1973, High Energy Phenomena on the Sun, Ed. R. Ramaty and R. G. Stone, p. 537 (Symp. GSFC X-693-73-193)
 Aubier, M.: 1974, *Astron. Astrophys.* **32**, 141
 Aubier, M., Boischot, A.: 1972, *Astron. Astrophys.* **19**, 343
 Barrow, C. H., Achong, A.: 1975, *Solar Phys.* **45**, 459
 Boischot, A.: 1967, *Ann. Astrophys.* **30**, 85
 Bradford, H. M., Hughes, V. A.: 1974, *Astron. Astrophys.* **31**, 419
 Caroubalos, C., Poquérousse, M., Steinberg, J. L.: 1974, *Astron. Astrophys.* **32**, 255
 de Groot, T.: 1966, *Rech. Astron. Obs. Utrecht* **18**, 1
 de la Noe, J., Boischot, A.: 1972, *Astron. Astrophys.* **20**, 55
 Elgaroy, O., Rodberg, H.: 1963, *Astrophys. Norv.* **8**, 271
 Elgaroy, O., Lyngstad, E.: 1972, *Astron. Astrophys.* **16**, 1
 Evans, L. G., Fainberg, J., Stone, R. G.: 1973, *Solar Phys.* **31**, 501
 Harvey, C. C.: 1976, *Astron. Astrophys.* **47**, 31
 Harvey, C. C., Aubier, M. G.: 1973, *Astron. Astrophys.* **22**, 1
 Hughes, M. P., Harkness, R. L.: 1963, *Astrophys. J.* **138**, 239
 Melrose, D. B.: 1970, *Australian J. Phys.* **23**, 885
 Rosenberg, H.: 1975, *Solar Phys.* **42**, 247
 Slyph, V. I.: 1967, *Soviet Astron.* **11**, 389
 Steinberg, J. L., Aubier-Giraud, M., Leblanc, Y., Boischot, A.: 1971, *Astron. Astrophys.* **10**, 362
 Takakura, T., Naito, Y., Ohki, K.: 1973, High Energy Phenomena on the Sun, Ed. R. Ramaty and R. G. Stone, p. 573 (Symp. GSFC X-693-73-193)
 Zaitsev, V. V., Mityakov, N. A., Rapoport, V. O.: 1972, *Solar Phys.* **24**, 444

A Streamer Model Based on STEREO-1 Measurements of Type III Burst Directivity

S. Hoang, M. Poquérousse and J. L. Steinberg

Département de Recherche Spatiale, Observatoire de Paris, F-92190 Meudon, France

Received July 23, revised November 3, 1976

Summary. The first measurements of type III burst directivity at 169 MHz were carried out during the STEREO-1 mission. They are in disagreement with ray tracing computations in a spherical model of the corona: the ratio R of the intensities of type III bursts measured simultaneously at the Earth and on board the Soviet probe Mars-3 is much larger than computed.

We build a model of a coronal macrostructure which can strongly influence the refraction and scattering of the radiation and accounts therefore for the high observed directivities.

This model is very different from Newkirk's streamer model; it incorporates a vertical sheet of overdense plasma based on a chain of filaments surrounding the active center; this model is in agreement with the most recent optical and radio observations in particular those of the slowly varying component of the Sun's radiation in the meter wave range.

The model is based on the identification of type III bursts as fundamental or harmonic components, and it is assumed that the harmonic radiation is beamed forward.

It can account for the observed directivity and its variation with the source position, for the positional coincidence of fundamentals and harmonics and the source size, providing that the type III electron beam travels outside the overdense sheet and not inside it.

Key words: streamer — type III directivity — solar radio bursts — coronal scattering

1. Introduction

It is generally accepted that type III solar radio bursts are produced by the partial conversion of plasma waves, excited by suprathermal electrons moving through the corona, into electromagnetic waves at the plasma frequency and its second harmonic.

In the corona, these radio waves are refracted (and focussed) as a result of density gradients. But refraction alone cannot account for observations such as the visibility of type III fundamentals all over the disk and the unexpected positional coincidence of fundamentals and harmonics when observed at the same frequency. Thus it has been necessary to include radio wave scattering by coronal density inhomogeneities to explain these observations. Scattering computations were first carried out in spherical models of the corona (Steinberg et al., 1971; Riddle, 1972a) and later in non-spherical models, i.e. in a Newkirk's streamer with cylindrical geometry (Riddle, 1972b, 1974). In both cases, the assumed scattering power had to remain between two limits: an upper limit set by the size of the computed scattered image which should not be larger than observed, and a lower limit, required to account for the visibility of fundamentals and the relative positions of fundamentals and harmonics.

However, recent progress in our knowledge of the corona and type III's have seriously questioned the validity of spherical coronal models and of Newkirk's model of a streamer; for instance, it has been suggested that type III's are taking place in some narrow overdense coronal structures which could be called mini-streamers (Axisa et al., 1973a and b). But such structures are so narrow that no propagation effects inside them can account for the relative positions of the fundamental and harmonic components of type III's.

Thus we see that to account for the observations, we need a more realistic model of the coronal structure where type III's are taking place, including scattering. Such a model will necessarily be described by a larger number of parameters than previously. Up to now, it has not been possible to obtain such a model by comparing radio, optical and X-ray images of the Sun; therefore we need more constraints to be imposed by new observations.

Such new observations are now available from the STEREO-1 measurement of the directivity of individual bursts (Caroubalos et al., 1974). It is clear, for instance,

that introduction of some scattering in a coronal model, while increasing the source size, broadens the radiation pattern and makes it smoother: the average rate of variation of the source intensity with the direction of observation, that we call the directivity, decreases when the scattering power increases. The directivity also depends upon the average electron density distribution in the vicinity of the source. So, any directivity data for individual bursts would bring some more information on the coronal model.

The purpose of the present paper is therefore to build a new model of coronal structures which can fit the new, more complete, set of data now available to us from the STEREO-1 experiment.

The STEREO-1 observations of type III directivity are summarized in Section 2. In Section 3, a description of our model is given. We then compare in Section 4 the properties of the model to the observations and discuss the conditions imposed upon it. Finally, in Section 5, we consider the implications of our model on the structure of streamers and the position of type III electron trajectories in the corona.

2. Observations

The STEREO-1 experiment (Caroubalos et al., 1974) has provided, for the first time, information on the directivity of individual type III solar bursts at 169 MHz; the intensity of the bursts was measured simultaneously from the Earth and from the Soviet planetary probe Mars-3. The ratio of these intensities is called the directivity factor R ; as seen earlier it can be related to the primary radiation pattern of the sources and to propagation effects in the corona.

On November 14, 1971, many type III's were recorded of which a few were interpreted as fundamental components and the majority as harmonics. These events were associated with the active center 11610 near the East limb (68° E). The space probe was in the ecliptic plane and 33° heliocentric East of the Sun-Earth line. The EW positions of these bursts were found to be scattered between $17'$ and $19'$ East of the central meridian, as seen from Earth.

A detailed analysis of these observations has been published (Caroubalos et al., 1974); the main results were as follows:

- a) The directivity factor R of a type III is correlated with its EW position: R increases with increasing distance from the central meridian. This effect should be interpreted as due to a longitude scatter of the events.
- b) Fundamentals are more directive than harmonics: the R of fundamentals is scattered between 1 and more than 30 while that of harmonics varies between 1 and 10.
- c) The source size of a type III also seems to increase with its distance from the central meridian.

- d) Fundamental and harmonic components of type III pairs are found at about the same position. This well known result of observations carried out *at a single frequency* (see for instance Kundu, 1965) can only be explained in terms of scattering by coronal inhomogeneities in a spherical corona (Riddle, 1972a; Leblanc, 1973) or in a broad streamer-like structure (Riddle, 1972b; 1974).

These observed directivity factors are too high to be accounted for by a spherical model of the corona where enough scattering would take place to account for the relative positions of the fundamental and harmonic components (Caroubalos et al., 1974).

As a matter of fact, the November 14, 1971 corona was far from being spherical: white light coronagraphs (J. and S. Hansen, private communication) and 169 MHz interferometer observations (Y. Avignon, private communication) revealed the presence of a dense streamer in the vicinity of the active center.

3. The Model

It is known that type III bursts observed on a given day sometimes occur at widely scattered positions along straight lines (MacLean, 1970) or filament chains (Kai and Sheridan, 1974). We shall assume that on November 14, 1971, the positions of the type III's were scattered along the filament chain which surrounded the active center.

Axisa et al. (1971) showed that overdense sheets of hot coronal material are based on filament chains. They form "coronal blades" or "lames coronales" which radiate at radio wave lengths. Indeed, such a feature was detected at 169 MHz on November 14, 1971. Furthermore, such a streamer, based on a quasi-circular chain of quiescent prominences surrounding an active center, has actually been observed by Koutchmy (1971) at the 1968 solar eclipse.

We shall assume that the type III bursts are scattered along the "coronal blade" based on the filament chain surrounding the 11610 active center. This chain of filaments is roughly circular and centered on the active center and its radius is about 15° heliocentric. The overdense plasma sheet is approximated by a cone the vertex of which is at the Sun's center O and which is based on the above mentioned circle (Fig. 1). The thickness of the "wall" is taken as $0.06 R_\odot$ (solar radius) after Axisa et al. (1971). At any given heliocentric distance ϱ in R_\odot , the electron density in the sheet is that of the ambient medium at the same altitude, multiplied by a constant factor η .

The type III source is assumed to be a point source S inside the cone, near the wall or inside it. We assume that the electrons accelerated within the active center (Axisa et al., 1973a) cannot cross the wall. Let α be the angle

between the cone axis OC and the radial axis OS . The distance from the central meridian of the November 14, 1971 bursts varies from an event to the next; this variation will be represented, in our model, by motion of the source along the wall at a constant α angle to the cone axis OC and a constant heliocentric altitude. Then the total path length of the radiation from the source to the observer will vary with the source position; we then expect that, as this path length increases, increased absorption, refraction and scattering can account for the observations.

The angular distribution of the radiation from the source is not only controlled by propagation, it is also a function of the primary radiation pattern at the source; we do not know it, so that we shall have to assume that this diagram is either isotropic or beamed forward; in the latter case we shall represent it by a cosine function of the angle to the radial axis OS .

The method used for the computations is that of Steinberg et al. (1971); the program has only been rewritten to save computing time and to include coronal macrostructures in electron density N_e or temperature T_e .

The size of the inhomogeneities is again taken as $h = 5 \cdot 10^{-5} \varrho$ in R_\odot , $N_e = 4.2 \cdot 10^{14-15.32} \varrho$ outside the dense sheet so that the 169 MHz critical level is at $1.1 R_\odot$ and the 84.5 one at $1.3 R_\odot$. T_e is constant at $1.9 \cdot 10^6$ K out of the wall, and at $3.8 \cdot 10^6$ K in it. These temperature values are compatible with recent determinations (Liebenberg et al., 1975); as T_e is larger in the sheet than outside, we could compute the thermal emission from the overdense "blade" on the disk; the wall is thin enough for the total absorption of rays, and therefore the results, to be negligibly dependent of the assumed temperature inside it.

The rms relative electron density deviation ε , the overdensity factor η and the angle α are used as free parameters.

4. Comparison with Observations and Discussion

For purpose of comparison with STEREO-1 observations, we have computed the EW size and position of the scattered image of the source as measured from the Earth and the directivity factor R as measured simultaneously from the space probe and the Earth; we were led to set $\eta = 2$, $\varepsilon = 0.02$ and $\alpha = 6^\circ$ (fundamentals) and 10° (harmonics), which give a good agreement with the observations.

The EW size (standard deviation) and the displacement (relative to the primary source position) of harmonic scattered images are given in Table 1 as functions of the distance of the primary source to the central meridian. When this distance increases, there is a small but noticeable increase of the apparent size, as observed, but nearly no displacement of the scattered image.

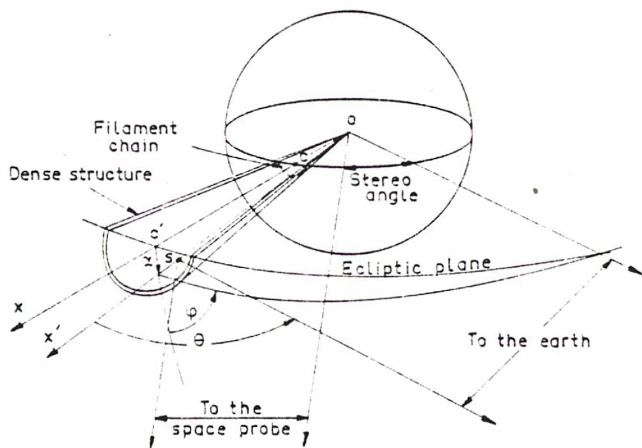


Fig. 1. Geometry of the model. O is the Sun's center. The axis OC of the cone representing the overdense structure passes through the active center C and lies in the ecliptic plane as does the space probe. (For clarity, only the lower half of the cone is represented.) The emitting source S is located on a radial axis making an angle α with OC . The angles ϕ and θ define directions of observation as viewed from S : ϕ is measured from the plane of reference, OCS , to the plane containing OS and a given direction of observation; θ is measured from OS to the direction of observation

Table 1. EW size and displacement of scattered images of harmonics as functions of the distance of the primary source from the central meridian

	Min of arc				
Distance from CM	17.6	18.2	18.5	19	19.3
EW size	2	2	2.4	2.7	2.5
Displacement	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

For the *fundamentals*, the number of available rays in the directions seen from the Earth is too small to yield a reliable computed size, but the displacement of the scattered image may be estimated to $2'$ towards the limb. This brings it close to the harmonic position, in good accordance with the observations.

The computed directivity factor R is plotted in Figure 2 as a function of the EW apparent position of the source, for the harmonics and fundamentals using a cosine forward beamed pattern. The R 's of harmonics range between 2 and 10 for a variation of positions of $2'$ while those of fundamentals range between 2 and 30 for a smaller range of positions, in agreement with the observations. There remains a difference in position between the computations and the observations; no attempt has been made to reduce this difference since there is little doubt that a small change in some model parameter such as, for example, the longitude of the cone (dense wall), would give a good fit.

We now have to discuss the conditions imposed upon our model to reproduce the observations. First of all, let

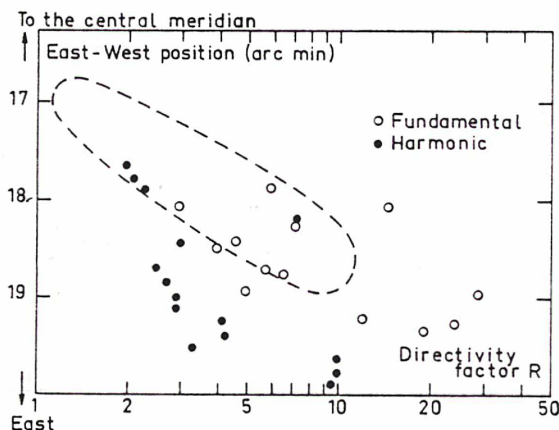


Fig. 2. Computed directivity factor R (as defined in § 2 of the text) vs. the distance from CM of the scattered source, for fundamentals and harmonics. The dotted line is the outer envelope of the observed points for harmonics. As the main results of the observations are correctly reproduced, no further attempt has been made to better adjust the model parameters

us discuss the assumed beam shape: the results shown in Figure 2 have been obtained with a cosine *forward beamed* emission pattern; this is not in conflict with theoretical arguments according to which backward radiation of harmonics is doubtful (Melrose, 1973). If we had used a *narrower* beam, this would have yielded a range of R for harmonics larger than observed and prevented the observation of the source near the limb; had we assumed a *broader* beam such as an isotropic diagram for harmonics, this would have resulted in a range of R of only 1 to 3 for an EW position variation of $2'$. For the fundamentals, there is no significant variation of the results when the primary diagram is changed, suggesting that the propagation of the fundamentals is controlled close to the source by refraction as in the case of a spherically symmetric corona (Caroubalos et al. 1972).

Let us turn now to the assumed scattering power. We have used $\varepsilon = 0.02$ in deriving the results; setting $\varepsilon = 0.01$ does not allow the required broadening of the fundamental beam; taking values of ε significantly larger than 0.02 would yield scattered images larger than observed.

Now, the position of the source (given by α) with respect to the dense cone (wall) must be discussed. We have been led to a value of $\alpha = 6^\circ$ for fundamentals, which is smaller than that for harmonics. If we had used larger values of α for fundamentals, i.e. put the fundamental source nearer the wall, this would have prevented the observation of fundamentals far from the axis of the dense structure. For both fundamentals and harmonics, sources located either inside the dense wall ($\alpha = 15^\circ$), or outside it ($\alpha > 15^\circ$) must be ruled out, as yielding too small directivity factors. This finding, together with the smaller values of α required for fundamentals all point to a

conclusion that the electron stream responsible for type III bursts should *not* travel in the densest part of the coronal structure where the bursts are produced, but it may follow a slightly curved, non-radial trajectory along the streamer structure as suggested by Axisa et al. (1973) and by Kai and Sheridan (1974).

As to the overdensity factor, if we assume $\eta \geq 4$, the fundamental can no more escape away from the axis of the structure to the ambient medium whatever value of ε is assumed.

Finally, it is worth noticing that the results of computations are not very sensitive to the exact shape of the dense wall owing to scattering which would rub out any detailed variation in this shape.

The occurrence of echos from the dense sheet is a more serious problem in the present model. These reflections are even enhanced by the closed configuration adopted for the streamer. In some directions they can give rise to a broad image with a complex structure. Some observations of type III bursts at 169 MHz do show such complex structures (Mercier, 1975). Although Mercier excludes the echo hypothesis, we feel that some of these complex events may be produced by reflections on dense structures when a particular set of conditions are met. In any case, the STEREO-1 observations demonstrate that the intensity of some bursts varies very rapidly with the direction of observation; this can only be explained by some kind of angular cut-off which must be produced by rather dense structures which, in some cases, might behave as reflectors.

In summary, to interpret the STEREO-1 observations of the directivity, EW position and size of type III bursts, at both fundamentals and harmonics, the following conditions should be met:

- 1) The overdensity factor η of the denser region should be lower than 4 for the fundamental to escape.
- 2) The harmonic source should be located close to the overdense sheet but not inside it; the fundamental source must be far enough from the sheet for its radiation to escape over it.
- 3) The scattering power of the surrounding medium should be large enough to produce the required broadening of the fundamental beam.
- 4) The harmonic should radiate forward to account for the range of directivity factors observed.

5. The Position of Type III Trajectories in the Corona

Let us now envisage the implications of our model on the structure of streamers and the position of type III trajectories in the corona.

For many years it has been argued that type III bursts are produced in overdense coronal structures because the altitude where they are found is higher than acceptable in a "model corona" if we believe in the plasma theory of

these bursts. This conclusion has been questioned many times on different grounds.

Now that we have X-ray and EUV high resolution pictures of the corona, this question is becoming nearly academic:

There is no such thing as an "average corona": the corona is so inhomogeneous that the very concept of an "average" corona with spherically symmetric electron distribution has little meaning left. Therefore, any conclusion based on the comparison of the altitude of type III bursts to that of any particular density level in an "average" corona is meaningless. High resolution 3-dimensional electron density distributions should be available for such an argument to be valid.

We know that there are coronal transients which can change the shape of coronal structures in a few hours; so that it is certainly very difficult to compare the positions of radio events obtained on a given day to that of coronal structures measured on the limb many days earlier or later.

We know that there are essentially three different kinds of regions in the corona:

1) The "loopy" regions where magnetic lines of force are closed.

2) The coronal holes where the magnetic lines of force are radial and open and the electron density low.

3) The streamers where the magnetic lines of force are open and which, most probably, contain neutral sheets; these macrostructures are denser than their surroundings; their geometry and electron density distribution over a constant altitude cross section are poorly known. Some of these streamers can be found in active centers.

As type III bursts are undoubtedly produced by electrons guided along open magnetic lines of force and injected over them from centers of activity, they are produced, at least in some cases close to streamers.

Where are the type III trajectories in a streamer?

We already noted that the detailed structure of these solar features is not known; but we know a number of things:

Sheets of hot coronal plasma have been observed over quiescent filaments (Axisa et al., 1971; Dulk and Sheridan, 1974) and they have been identified with streamers; but there is no reason to believe that they make for all the streamer structure: they might very well be embedded in it at least in some cases. As long as these sheets are hotter than their surroundings they will show up on radioheliograms.

The present computations show that we cannot account for the directivity measurements if the source of type III bursts is assumed to be in a dense sheet in an otherwise spherical corona.

There are theoretical arguments (Weber, 1976) to support a neutral sheet model with an overdensity factor of about 2 with respect to the immediate surroundings: this is precisely what we need for our own model.

Let us also consider the problem of type III size: at 169 MHz it is 3 to 4' and at 80 MHz, 4 to 5'. It does not seem to exhibit any systematic center-limb variation. Of the 169 MHz size, scattering can account for 1/2 to 2/3 if it is invoked to explain the coincidence of the fundamental and harmonic positions. But, in any case, whether scattering controls a small or a large part of the observed size, the coronal feature where the type III's are, should be at least as large as the observed radio source, i.e. larger than the plasma sheet detected by Axisa et al. (1971).

6. Conclusion

Providing the identification of fundamental and harmonic components of type III bursts is correct, we can build a quantitative model of the required coronal structure which can be identified with a streamer; to interpret the radio observations (directivity and positions of the fundamental and harmonic components) this structure should be made of:

A central plasma sheet, most probably coinciding with the neutral sheet; this region is about twice as dense as the rest of the structure.

A broader structure whose cross section should be larger than the observed type III source at a given altitude.

We have no accurate two-dimensional positions of the type III bursts and no high resolution 3-dimensional electron density distribution in our streamer obtained on the disc so that we cannot build a very detailed model. But, using new observational data, we reach the conclusion that the type III electrons might be guided along streamers in agreement with Pick et al. (1975) but not in their densest part, in agreement with Leblanc et al. (1974).

Our computations also indicate that type III harmonic sources should emit predominantly forward.

Acknowledgements. We wish to express our sincere thanks to C. Caroubalos and M. Pick for fruitful discussions, and to the referee for helpful comments and suggestions on this paper.

The computations described in this paper were performed on the IBM 360/65 computer of the Centre de Calcul of the Institut National d'Astronomie et de Géophysique at Meudon (France).

The STEREO-1 experiment has been carried out as part of a cooperative space research program between the USSR Academy of Sciences (Intercosmos) and the Centre National d'Etudes Spatiales (France). We are grateful to the teams in the Soviet Union and France who designed, built, tested and integrated the flight hardware and processed the data.

The project is mostly sponsored by the Centre National d'Etudes Spatiales.

References

- Axisa, F., Avignon, Y., Martres, M.J., Pick, M., Simon, P.: 1971, *Solar Phys.* **19**, 110
- Axisa, F., Martres, M.J., Pick, M., Soru-Escaut, I.: 1973a, *Solar Phys.* **29**, 163
- Axisa, F., Martres, M.J., Pick, M., Soru-Escaut, I.: 1973b, in High energy phenomena on the Sun. Symposium at NASA, GSFC, eds. R. Ramaty and R.G. Stone

- Caroubalos, C., Aubier, M., Leblanc, Y., Steinberg, J.L.: 1972, *Astron. Astrophys.* **16**, 374
- Caroubalos, C., Poquérusse, M., Steinberg, J.L.: 1974, *Astron. Astrophys.* **32**, 255
- Dulk, G.A., Sheridan, K.V.: 1974, *Solar Phys.* **36**, 191
- Kai, K., Sheridan, K.V.: 1974, *Solar Phys.* **35**, 181
- Koutchmy, S.: 1971, *Astron. Astrophys.* **13**, 79
- Kundu, M.R.: 1965, *Solar Radioastronomy*, Interscience Publishers, New York
- Leblanc, Y.: 1973, *Astrophys. Letters* **14**, 41
- Leblanc, Y., Kuiper, T.B.H., Hansen, S.F.: 1974, *Solar Phys.* **37**, 215
- Liebenberg, D.H., Bessey, R.J., Watson, B.: 1975, *Solar Phys.* **40**, 387
- McLean, D.J.: 1970, *Proc. Astron. Soc. Australia* **1**, 315
- Melrose, D.B.: 1973, *Astrophys. Letters* **15**, 55
- Mercier, C.: 1975, *Solar Phys.* **45**, 169
- Pick, M., Martres, M.J., Axisa, F., Mercier, C.: 1975, *Solar Phys.* **42**, 461
- Riddle, A.C.: 1972a, *Proc. Astron. Soc. Australia* **2**, 98
- Riddle, A.C.: 1972b, *Proc. Astron. Soc. Australia* **2**, 148
- Riddle, A.C.: 1974, *Solar Phys.* **35**, 153
- Steinberg, J.L., Aubier-Giraud, M., Leblanc, Y., Boisshot, A.: 1971, *Astron. Astrophys.* **10**, 362
- Weber, W.J.: 1976, submitted to *Solar Phys.*

Letter to the Editor

Arhiv 4

First Results of the STEREO-5 Experiment: Evidence of Ionospheric Intensity Scintillation of Solar Radio Bursts at Decameter Wavelengths?

M. Poquérousse and J. L. Steinberg

Laboratoire d'Astrophysique Théorique et Expérimentale des Plasmas associé au CNRS. Département de Recherche Spatiale, Observatoire de Meudon, F-92190 Meudon, France

Received March 3, 1978

SUMMARY

Simultaneous observations of solar radio bursts at 30 and 60 MHz from the Earth (Nançay) and from a planetary probe (Mars-7) show unexpectedly large differences (up to 3db) between the peak intensities of the two records, even when the angle probe-Sun-Earth θ is small ($<3^\circ$). These intensity fluctuations are stronger at 30 MHz and their time scale ranges between 1 s and 1 min.

This can hardly be due to the existence of narrow structures in the emission patterns of solar bursts since they would be smoothed out by the scattering of radiation on coronal density inhomogeneities. Therefore the most likely interpretation is ionospheric intensity scintillation, a phenomenon generally considered as negligible in solar bursts observations. Two implications are mentioned which have some bearing on type III theory.

Keywords : solar radio bursts - ionospheric scintillation - stereo experiment

1 - OBSERVATIONS

A) The STEREO-5 experiment

The STEREO-5 experiment is based on simultaneous observations, from the Earth and a planetary probe, of the Sun at radio frequencies in the same way as STEREO-1 (Caroubalos and Steinberg, 1974). Solar bursts are observed from Nançay (France) and from the Soviet space probe Mars-7. Both receivers are tuned to exactly the same two frequencies, 30 and 60 MHz, with the same bandwidth : 0.5 MHz. The output signal is digitized at the rate of 4 Hz on the probe and 10 Hz on the Earth.

The flux densities received on the Earth ϕ_E and on board the space probe ϕ_S (after correction for the different distances to the Sun) are measured within a constant multiplicative factor (the receiving systems are not calibrated in absolute values). The ratio $R = \phi_S / \phi_E$ is not significant in itself but its variations are.

Here we analyse the data acquired between the launch on August 10, 1973 and October 15 ; during that period, the stereo-angle θ between the two

directions of observation remains smaller than 3° so that we should expect no directivity effects and a constant value of R.

B) Results

Over that rather long period of time, many solar events of different types were recorded. Contrary to what was found with STEREO-1 at 169 MHz, the ratio R of the peak flux densities is widely scattered, up to $\pm 30\%$ at 30 MHz and less at 60 MHz (Fig.1). The time scale of these variations is in the range 1s to 1 min : the time profile of a given burst is not modified (Fig.2a) or slightly modified (Fig.2b) whereas the ratio R can be quite different for two consecutive events (Fig.3). These fluctuations are observed most of the time but are not always so conspicuous. They affect all types of bursts we recorded : types III, IIIb, II and IV. We are going to show that they cannot be a consequence of the uncertainties in the measurements of ϕ_E and ϕ_S .

C) Discussion of the uncertainties

- Precision in the intensity measurements : the observed scatter of R at 30 MHz is much larger

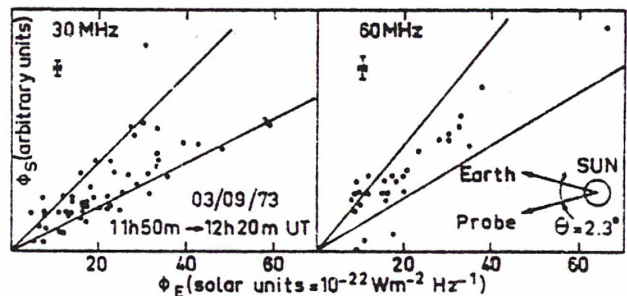
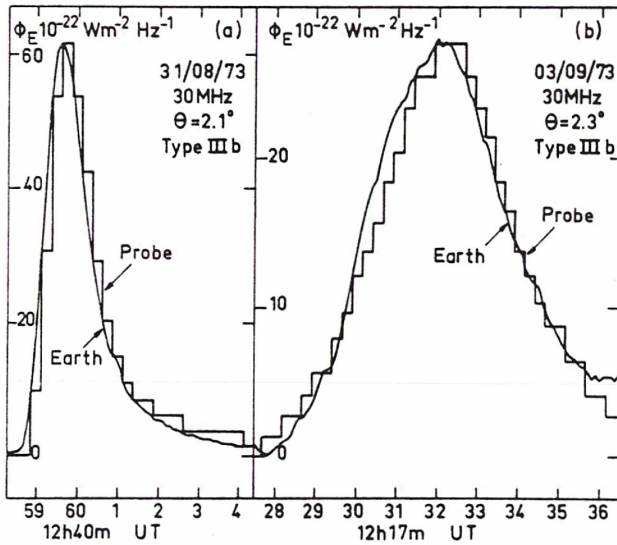


Figure 1 : Space probe versus Earth peak flux density of type III bursts during a storm at both observing frequencies. The period has been chosen short enough for negligible change in the probe attitude to occur. On each diagram the two straight lines have been drawn with a slope ratio of two to show more clearly the scatter, stronger at 30 MHz.

Send offprint requests to: M. Poquérousse



Figures 2a and 2b : Overlays of Earth and probe normalized time profiles in flux density. Note the good superposition for the short burst in a) and the small difference for the long burst in b).

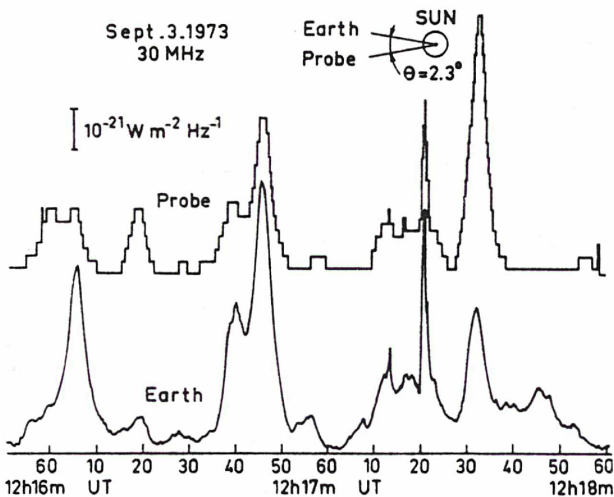


Figure 3 : A spectacular case of large and rapid fluctuations of the intensity ratio between the Earth and the probe; it is a part of the type III storm period in Fig. 1 and the last burst is the one on Fig. 2b. The ordinate is flux density. The uncertainty is mainly determined by the intensity quantization on the probe.

than the total uncertainty due to the time and intensity quantizations, the noise fluctuations, and the uncertainties on the base level estimate (Fig. 1 and 3).

- Sampling rates and time constants : the lower sampling rate on the probe is still large enough to describe accurately even the shortest events (Fig. 2a and event at 12 17 21 on Fig. 3) ; and the post-detection time constant on the probe which is 2.5 times larger than on the Earth has a negligible effect on the peak intensity determinations.

- Fluctuations in the receiver frequency : both receivers use crystal-controlled local oscillators but, even if the receiver frequency was changing with time, this could not explain the scatter in R since it is the same for type IIIb's which have narrow structured spectra as for type III's with smooth spectra.

- Receiver gain variations : both space-borne receivers are calibrated daily to better than 0.2 db against an internal stabilized noise generator. The receiver gains are found very stable all over the mission and the background level (due to galactic radiation) is devoid of any short term variations, showing only a slow, smooth modulation due to the probe rotation if any.

- Probe attitude : during the phase of the mission of interest here, the probe slowly rotates, with a period of several hours, around a direction which is within a few degrees from the Sun-probe line so that the Sun remains very close to the direction of the (broad) maximum response of the antennas. The gyroscopic stability of the 4-ton spacecraft certainly prevents erratic movements over a few seconds time scale.

2 - INTERPRETATION

A) Directivity

Later in the STEREO-5 mission when the stereo-angle θ becomes large (say $\theta > 30^\circ$) we still observe many bursts both on the Earth and on the probe. This is consistent with previous observations of type III burst directivity by Caroubalos et al. (1974) at a higher frequency (169 MHz) with STEREO-1 and by Weber et al. (1977) at a lower frequency (3 - 0.5 MHz) with HELIOS-1 and -2. All these observations lead to broad emission patterns, several tens of degrees wide. Even the most directive bursts at 169 MHz, the type I's, have half-power beamwidths of some 25° (Steinberg et al. 1974). The scatter of the values of $R = \phi_S / \phi_E$ could be a consequence of the existence of a narrow structure within these broad emission patterns, consisting of many narrow beams, a few degrees wide, in addition to some random orientation.

Such narrow structures were not observed during the STEREO-1 mission at 169 MHz : the intensity ratios were not widely scattered for small θ 's (Caroubalos and Steinberg, 1974). Moreover the existing theories do not predict the existence of narrow structures, a few degrees wide, in the primary radiation pattern of solar bursts. Even if such structures existed, they could not be observed because of scattering in the corona.

The analysis of radio star scintillation data yields models of the density inhomogeneities in the corona down to $5 R_\odot$ altitude. These models were extrapolated to lower altitudes and many computations of the scattering of radio rays by inhomogeneities were performed (Steinberg et al. 1971 ; Riddle, 1974). For instance, Caroubalos et al. (1972) show that for bursts radiating not far from the plasma frequency, in a spherical corona, highly directive primary patterns are broadened by much more than a few degrees. However this conclusion breaks down if the burst source is located inside a narrow overdense streamer ; on the other hand, the downward extrapolation of the scattering parameters can be questioned. We now have observa-

tions by Woo (1978) using interplanetary probe telemetry transmitters at 2.3 GHz down to $0.7 R_0$ altitude; his data were obtained over many days; they vary very smoothly with the elongation of the line of sight and should be considered as typical of the propagation through the average corona; they indicate an angular broadening of the order of $1'$ at $1 R_0$ altitude (where 30 MHz bursts are observed) which provides a measure of the rms angular deviation φ suffered by a ray issued from a remote source behind the corona. The f^{-2} dependence of φ yields a value of about $100^\circ/\sqrt{2}$ at 30 MHz for a source immersed in the corona at $1 R_0$ altitude, at the limb, whether it is inside a streamer or not. This is a lower limit since, as the observing frequency becomes closer to the plasma frequency, we can only expect to enter a stronger scattering regime. On the other hand, φ will be smaller for a source seen at the center of the disc, but the difference will only be important in the case of a source close to the plasma level in a spherical corona, in which case the scattering is very strong anyway. Therefore the interpretation of Woo's data leads to the same conclusion as the computation of Caroubalos et al. (1972) in a downward extrapolated model: any structure in the polar diagram of a source embedded in the corona is more than one order of magnitude wider than required to explain the STEREO-5 observations in terms of a genuine directivity. Thus we are led to exclude this hypothesis.

B) Ionospheric scintillation

Ionospheric scintillation is a well-known phenomenon (Ryle and Hewish, 1950; Aarons et al. 1971; Crane, 1977). Its strength increases when the observing frequency decreases and, at 30 MHz, radio sources often exhibit 100% intensity fluctuations (Chivers, 1960) over time scales as short as a few seconds. The characteristic length of the diffraction pattern on the ground is a few kilometers; this pattern moves at speeds of about 100 m/s (Wild and Roberts, 1956) as found from simultaneous observations at different sites which also provided evidence of ionospheric scintillation of the decametric emission of Jupiter (Gardner and Shain, 1958).

Fluctuations of the apparent position of radio sources were often mentioned in connection with solar observations. But ionospheric intensity scintillations of solar radiation were only briefly evoked by a few authors to explain some outstanding intensity fluctuations of continuum sources (Payne-Scott and Little, 1952; Fokker, 1955; Avignon et al. 1958; Boischoit et al. 1960; Elgarøy, 1961). Intensity scintillations are believed to be negligible most of the time (Tsuchiya and Morimoto, 1961; Kuiper, 1973; Yurovsky et al. 1976) and are never invoked in any paper on solar bursts.

This can be understood in the following way: the rate of variation of the burst intensity itself as a function of time or frequency is larger than that due to ionospheric scintillations. Moreover the intensity fluctuations due to ionospheric scintillations (<3db) are overwhelmed by the much larger scatter of the burst peak intensities (>30 db). Thus it is nearly impossible to detect the presence of ionospheric intensity scintillations on solar burst records taken in one site.

Long baseline observations led Bolton et al. (1953) to conclude that the variations of the 100 MHz flux were mostly due to the Sun itself but this does not imply that there were no scintillation effects. Yurovsky et al. (1976) observed differences of about 20% between type I intensities at 200 MHz recorded in the USSR and in Cuba. They conclude that these bursts are highly directive but that interpretation seems still less likely in their case ($\theta \sim 10''$) than in ours ($\theta \sim 3^\circ$) for the reasons invoked in paragraph 2A; these authors had to observe the sun low on the horizon, so that their result should rather be considered as a proof that ionospheric scintillations may affect solar burst records even at 200 MHz.

When trying to infer the intensity scintillation of solar bursts at 30 MHz, two factors can play in opposite senses: the lower the frequency, the stronger the scintillation of a point source but the broader is the source, the weaker the scintillation. The quiet Sun ($\sim 1^\circ$ at 30 MHz) has not been reported to scintillate although intensity scintillations of such a stable source should be easily detectable. The angular diameter of solar bursts in the decametric range (10' or so, Erickson, 1963; Abranin et al. 1976) is of the same order as the poorly known and variable limiting diameter above which there is no more scintillation (Aarons and Guidice, 1966). Incidentally, this large diameter of decameter solar bursts definitely excludes any interplanetary scintillation effects since the latter only occur for sources smaller than $1''$. Moreover the behaviour of the daytime ionosphere as a scattering medium is not easy to predict. Most observations have been carried at night when the scintillations are most intense and it may well be that the circumstances when the Sun emits radio bursts do influence the ionosphere since X and UV radiation increases the ionospheric electron density and turbulence (Simon, 1960; Matsoukas et al. 1972); ionospheric perturbations may also come from delayed geomagnetic effects (Caroubalos, 1964; Evans, 1977).

The STEREO-5 observations most probably show that ionospheric scintillation actually modulates by a few db solar burst intensities at 30 MHz and less at 60 MHz; the fluctuations in the ratio $R = \phi_S/\phi_E$ come mostly from those of ϕ_E and the unperturbed flux density is ϕ_S . The modulation may be fast enough to somewhat modify the time profile but is slow enough to keep it smooth.

3 - CONSEQUENCES

Whatever is the interpretation of the differences between the Earth-based and space-borne records, it has important consequences. As shown above, very narrow structures in solar burst radiation patterns would entail a deep revision of our ideas on the coronal density structure and/or the emission mechanism.

In the more likely case of ionospheric intensity scintillations, the interpretation of decameter observations may have to take it into account. Let us mention two examples; the first one bears on type III time profiles and is connected with fast scintillations; the second bears on peak intensities and is connected with the slow component of the intensity scintillations.

Aubier and Boischot (1972) at 29, 37 and 60 MHz and Poquérousse (1977) at 169 MHz find a correlation between two parameters of type III burst profiles at a fixed frequency : the time lag D_e between the burst onset and the start of its exponential decay $\exp(-t/\tau)$ ("exciter duration") is nearly proportional to the decay time τ . This correlation has important implications on type III theory ; it becomes worse the lower the frequency. This latter effect may come from ionospheric scintillation which, when strong and fast, will alter the time profile of long duration bursts. The interpretation of the data in terms of a genuine relationship between D_e and τ is strengthened if the influence of the ionosphere is taken into account.

Daigne (1975) finds that the correlation between the peak intensities of the two components of type III pairs is stronger at a given frequency than between two harmonically related frequencies (close to 30 and 60 MHz). This was presented as an argument against the fundamental-harmonic interpretation of these pairs. Actually ionospheric scintillation may be responsible for the weakening of the correlation between the two harmonic frequencies, making it smaller than that observed between the peak intensities at the same frequency. Indeed, the STEREO-5 data yield a smaller scatter of the intensity ratios at 60 MHz than at 30 MHz and the cross-correlation of intensity scintillations at these two frequencies is probably low (Wild and Roberts, 1956 ; Chivers, 1960).

4 - CONCLUSION

We have shown that the most likely interpretation of the data of the early part of the STEREO-5 mission is that ionospheric scintillations modulate the intensity of solar bursts at 60 and 30 MHz. The interpretation leads to a simple explanation of earlier findings with potential implications on the theory of type III bursts.

5 - ACKNOWLEDGEMENTS

The STEREO-5 experiment is part of a cooperative program between the USSR (Intercosmos) and France (CNES). It was sponsored by Centre National d'Etudes Spatiales.

We wish to thank the team led by G. Dumas which designed, built and tested the hardware in Meudon and C. Caroubalos, now back to Greece, who was the Principal Investigator. We are indebted to G. Goyon and C. Perche for their assistance in processing the data on the INAG IBM 360-65 computer. We thank A. Boischot, JL Bougeret, G. Bourgois S. Hoang, C. Mercier and N. Meyer for their criticisms and suggestions on the manuscript.

- REFERENCES

- Aarons, J., Guidice, D.A.:1966, *J. Geophys. Res.* 71, 3277.
 Aarons, J., Witney, H.E., Allen, R.S.:1971, *Proc. Inst. Electr. Electron. Eng.* 59, 159.
 Abranin, E.P., Bazelyan, L.L., Goncharov, N.Yu., Zaitsev, V.V., Zinichev, V.A., Rapoport, V.O., Tzybko, Ya.G.:1976, *Soviet Astron.* 19, 602.
 Aubier, M., Boischot, A.: 1972, *Astron. Astrophys.* 19, 343.
 Avignon, Y., Boischot, A., Simon, P.: 1958, *Ann. Astrophys.* 21, 243.
 Bolton, J.G., Snee, O.B., Stanley, G.J.: 1953, *Austr. J. Phys.* 6, 434.
 Boischot, A., Lee, R.H., Warwick, J.W.:1960, *Astrophys. J.* 131, 61.
 Caroubalos, C.:1964, Thèse, Paris University.
 Caroubalos, C., Aubier, M., Leblanc, Y., Steinberg, J.L.:1972, *Astron. Astrophys.* 16, 374.
 Caroubalos, C., Steinberg, J.L.:1974, *Astron. Astrophys.* 32, 245.
 Caroubalos, C., Poquérousse, M., Steinberg, J.L.: 1974, *Astron. Astrophys.* 32, 255.
 Chivers, H.J.A.:1960, *J. Atmosph. Terr. Phys.* 17, 181
 Crane, R.K.: 1977, *Proc. Inst. Electr. Electron. Eng.* 65, 180.
 Daigne, G.: 1975, *Astron. Astrophys.* 38, 141.
 Elgarøy, Ø.: 1961, *Astrophys. Norv.* 7, 123.
 Erickson, W.C.: 1963, *J. Geophys. Res.* 68, 3169.
 Evans, J.V.: 1977, *Rev. Geophys. Space Res.* 15, 325.
 Fokker, A.D.: 1955, *I.A.U. Symposium*, 4, 371
 Gardner, F.F., Shain, C.A.: 1958, *Austr. J. Phys.* 11, 55.
 Kuiper, T.B.H.: 1973, Ph. D. Thesis, Univ. Maryland p.45.
 Matsoukas, D.A., Papagiannis, M.D., Aarons, J., Klobuchar, J.A.: 1972, *J. Atmos. Terr. Phys.* 34, 1275
 Payne-Scott, R., Little, A.G.: 1952, *Austr. J. Sci. Res.* 5, 32.
 Poquérousse, M.:1977, *Astron. Astrophys.* 56, 251.
 Riddle, A.C.: 1974, *Solar Phys.* 35, 153.
 Ryle, M., Hewish, A.: 1950, *Mont. Not. Roy. Astron. Soc.* 110, 381.
 Simon, P.: 1960, *Ann. Astrophys.* 23, 102.
 Steinberg, J.L., Aubier-Giraud, M., Leblanc, Y., Boischot, A.: 1971, *Astron. Astrophys.* 10, 362.
 Steinberg, J.L., Caroubalos, C., Bougeret, J.L.:1974, *Astron. Astrophys.* 37, 109.
 Tsuchiya, A., Morimoto, M.:1961, *Publ. Astron. Soc. Japan* 13, 303.
 Weber, R.R., Fitzenreiter, R.J., Novaco, J.C., Fainberg, J.:1977, *Solar Phys.* 54, 431
 Wild, J.P., Roberts, J.A.:1956, *J. Atmos. Terr. Phys.* 8, 55.
 Woo, R.: 1978, *Astrophys. J.* 219, 727.
 Yurovsky, Yu.F., Yurovskaya, L.I., Alvares, O.:1976, *Izv. Krym. Astrofiz. Obs.* 54, 220.

Article 5

First direct measurement of the beaming of Jupiter's decametric radiation

ONE of the most important features of the jovian decametric radioemission comes from the geometry of the observed radiation. The emission occurrence probability appears as a well defined function of the respective positions of Jupiter, the observer and the innermost galilean satellite Io, exhibiting several major sources which correspond to narrow ranges in zenocentric observer's longitude L (the so-called central meridian longitude) and in the synodic orbital phase of Io, Φ . These statistically established directivity properties were defined by Warwick¹ and Alexander², who showed that the repetition of the distinguishable dynamic spectra associated with each source occurring in a longitude range of 20° , is attributable to a $\pm 10^\circ$ beaming cone into which the radiation escapes in the ecliptic plane. Dulk³ stated more precisely that the emission is received on the Earth when Io makes certain angles with the line of sight, and that the dynamic spectrum varies in shape and frequency range with the magnetic longitude of Io. The beaming in latitude is also important⁴: the $\pm 3.3^\circ$ variation of the zenocentric declination of the Earth is sufficient to lead to a 15° variation of the statistical apparent sub-Io longitude of the emission. But these conclusions, based on statistics and on the repeatability of similar dynamic spectra in equivalent geometrical configura-

tions of Jupiter, Io and the observer, are not decisive, as they were obtained from a single direction at a given time. We present here the first direct experimental proof of a narrow beaming of Jupiter radiation, using simultaneous observations in two different directions, during the French-Soviet space radio astronomy experiment Stereo-5.

In this experiment, the Sun was simultaneously tracked from the Earth, at Nançay Observatory, and from the Soviet spacecraft Mars 7, at the frequencies 30 and 60 MHz (ref. 5). The observations were carried out for up to two hours per day, when the Sun was near the meridian at Nançay, from August 1973 to May 1974. During this period, the spacecraft was fitted with two linear antennas perpendicular to the ecliptic plane, which also allowed us to observe Jupiter. At 30 MHz, the antenna was a full-wave dipole; taking into account its efficiency and the electrical perturbation due to the spacecraft body, its effective gain was about 4 dB in the direction of the Sun, and much less in other directions. The signals were preamplified and detected by two automatic gain-controlled receivers with 0.5 MHz bandwidth and logarithmic responses. Both outputs were digitised at 4 Hz, and data were compressed and recorded on board, before being transmitted by telemetry to the USSR and then back to France. At Nançay, the equipment consisted of two 10 dB Yagis nearly orientated towards the Sun, feeding receivers of the same kind as on the spacecraft but with a 10 Hz sampling rate.

The broadband decametric Jupiter patrol at Nançay⁶ used a linearly polarised, log-periodic antenna, with a 10 dB gain, and a swept frequency spectrograph, covering the 20–40 MHz frequency, with a 15 kHz bandwidth and a sweep rate generally close to 10 Hz; in addition, a 1 MHz multichannel spectrograph⁷, tunable in frequency, was centred at 30 MHz during the stereo periods.

We were able to compare unambiguously two pairs of simultaneous track periods, 23 March 1974 and 15 May 1974, each free of solar activity (Fig. 1). On the first day, Jupiter was recorded on the Earth and not on the probe, and vice versa on the second day. These two cases, both of which correspond to the high frequency jovian Early source, are synoptically described in Fig. 2. The configuration in the solar system is displayed in Fig. 3. Note that, when giving flux densities or times for the spacecraft, we consider what would be seen by an observer on the line Jupiter-spacecraft at a distance of Jupiter equal to the Jupiter-Earth distance. From solar burst studies, we know that the sensitivity of the Earth is about four times that on the spacecraft for a source in the direction of the antenna maximum response (neglecting any problem of polarisation). We did not expect to receive many Jupiter events from the spacecraft, owing to the amount of available observation time. At 30 MHz, it emits for only a small percentage of time. It was also, for several weeks, pointing in directions of very low spacecraft antenna gain. Moreover, the solar activity often prevented any detection of the jovian emission. Hence we did not record Jupiter's activity when the stereo angle was small.

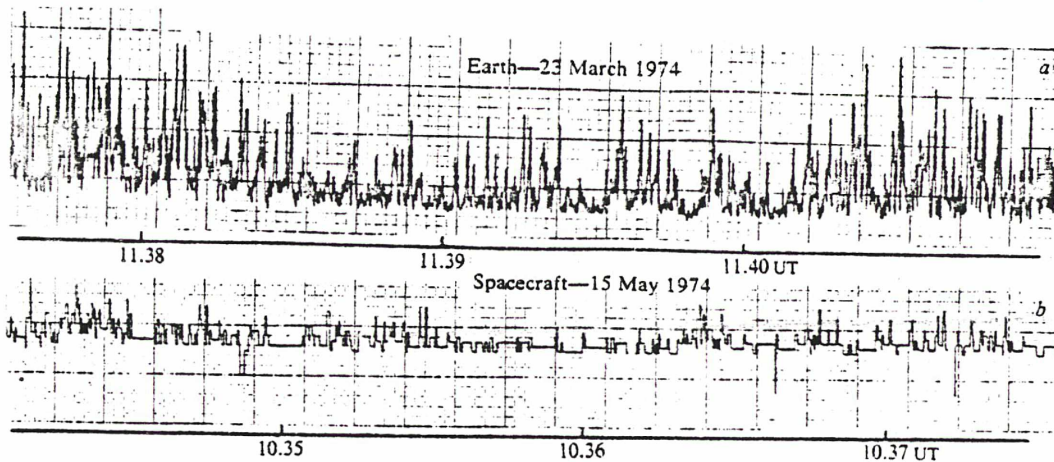


Fig. 1 Jupiter recorded at 30 MHz. On 23 March (a) the spacecraft is free of any activity; on 15 May (b) the Earth is free. The time scale for the probe is reset for a distance to Jupiter equal to that of the Earth at the same time.

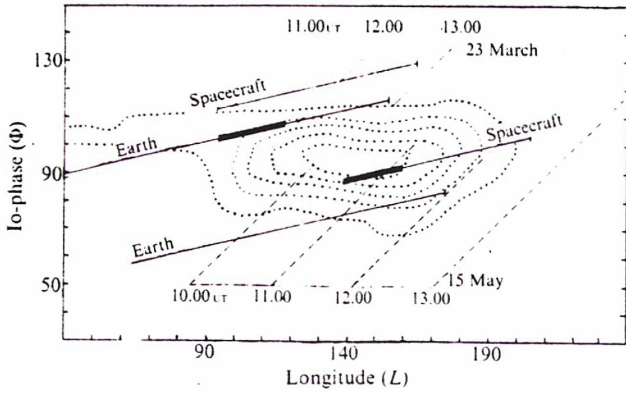


Fig. 2 Synoptic diagram of the Stereo observations of 23 March ($\theta = 14.8^\circ$) and 15 May ($\theta = 16.4^\circ$). Light lines correspond to the periods of observations; heavy lines sketch the observed jovian activity periods; dashes indicate, for both days, the UT on Earth and on the spacecraft, taking into account the delay due to propagation; dotted lines are the occurrence probability contours, as drawn from 7 to 41 MHz (University of Colorado's data).

On 23 March 1974, Nançay recorded a strong Jupiter event, lasting 40 min, which reached about $3 \times 10^{-21} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. It was visible on all the receiver outputs and showed rapid spectral structures. Aboard the spacecraft, whose sensitivity threshold was $\sim 10^{-21} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$, that is, one-third of the activity peak on the ground, no emission was recorded in the whole observation period. The stereo angle was $\theta = 14.8^\circ$.

Thus, both observations are the first direct evidence of the strong beaming of the decametric jovian emission: the recorded intensities, at the same instant, in two directions making an angle of 15° or 16° in longitude (and 0.2° or 0.4° in latitude) as viewed from Jupiter, differ by 5 or 10 dB at least.

Figure 2 shows in $L-\Phi$ coordinates the lines corresponding to the observation and emission periods, for the Earth and the spacecraft for the two days. The periods without emission correspond to regions of lesser occurrence probability.

In both cases, the spacecraft and the Earth swept the same ranges of longitude L , where the emissions occurred, whereas the ranges of Io-phase Φ were different. That seems to indicate that it is the 11° difference in Io-phase which causes the lack of correlation in the observations. Moreover, if we allow some possible variation in L -coordinate for the emission visibility, the

Nevertheless, all the features of the emission recorded by the spacecraft on 15 May 1974 are typical of Jupiter activity. The emission is absent at 60 MHz and present at 30 MHz, where it reaches a maximum flux density about $8 \times 10^{-21} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. It was recorded for half an hour; it consisted of a succession of bursts, which look like the well known L -bursts, with a pseudo period of the order of 2 min, exhibiting strong intensity fluctuations on a very short time scale (the solar bursts never have so short a time scale). These fluctuations might correspond either to the interplanetary scintillation or to jovian S -bursts, averaged by the time detection constant of the spacecraft receiver. Of course, the slower modulation (L -bursts) is not an ionospheric effect, as is usually assumed from the ground, but is characteristic of the emission itself and probably corresponds to drifting spectral structures in the time-frequency plane.

At that time, in Nançay, Jupiter was not recorded either by the 30 MHz receivers or at any frequency between 25 and 38 MHz by the swept frequency receiver. At the end of the observation period, the planet was at a very large zenith angle in Nançay; but it was also tracked by the University of Colorado's spectrograph, between 7 and 41 MHz, and no emission was observed⁸ from 09.00 UT until 12.00 UT, above the sensitivity threshold $5 \times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. We can estimate that, during the whole ground observation period, there was no emission more intense than one-tenth of the intensity recorded on the spacecraft. This is to be related to the Jupiter stereo angle $\theta = 16.4^\circ$ (that is, the Earth-Jupiter-spacecraft angle), at this date.

Fig. 3 Projection on the ecliptic plane of the positions of the spacecraft, the Earth and Jupiter on 23 March (dashes) and 15 May (solid line). The radiation pattern of the spacecraft is indicated.

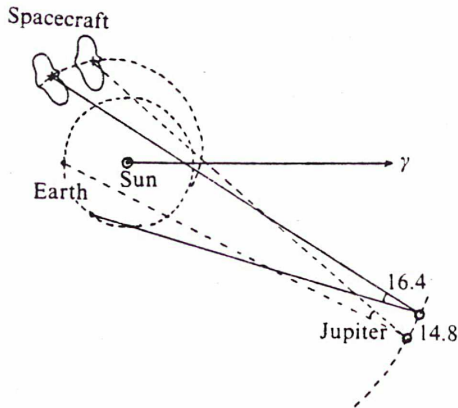
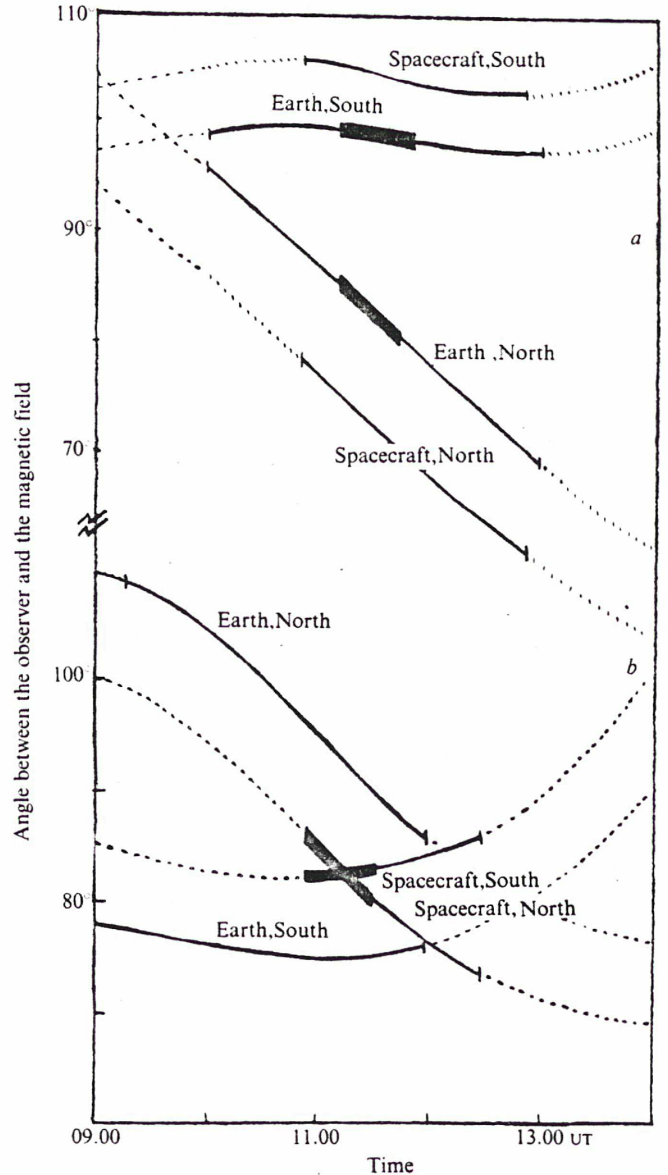


Fig. 4 Time variation of the departure angle between the observer and the magnetic field at the feet of the Io threaded magnetic flux tube; light lines, observation periods; heavy lines, emission periods. a, 23 March; b, 15 May.



Io-phase discrepancy was only 6° and 4° , respectively. Our observations may then be interpreted as an indication that the more rigorous angular condition comes from the position of Io on its orbit with regard to the observer. To illustrate this, supposing that the source of emission was at the northern or southern foot of the Io threaded flux tube (a generally accepted idea), we have computed (Fig. 4) the departure angle between the local magnetic field and the observer, using the D_4 -dipole model of Smith *et al.*⁹. On 23 March, this angle varies between 85° and 79° in the Northern Hemisphere (or 99 – 98° in the Southern) when the emission occurs on the Earth; aboard the spacecraft, during the observation period, the range was 78 – 61° (or 105 – 102°); on 15 May, the angle varies between 86° and 80° in the Northern Hemisphere (or 82 – 83° in the Southern) when the emission occurs on the spacecraft; on the Earth, the observed range was 110 – 86° (or 80 – 75°). Note that this angle differs by 9° at a given time between the Earth and the spacecraft and that, in any case, the ranges of variation overlapped. We conclude, therefore, that the decametric radiation should be emitted in a very narrow pencil beam, perhaps as narrow as a few degrees, which seems difficult to explain in terms of emission mechanism. We could imagine some strong propagation effects able to distort a less directive beam of emission.

The Stereo-5 experiment is part of a cooperative programme between the USSR (Intercosmos) and France (CNES). It was sponsored by Centre National d'Etudes Spatiales. We thank J. L. Steinberg, A. Boisshot and J. W. Warwick for discussions.

M. POQUÉRUSSE

L.A. du CNRS no. 264,
Département de Recherche spatiale,
Observatoire de Meudon, France

A. LECACHEUX

Groupe de Radioastronomie décamétrique,
Département d'Astronomie solaire et planétaire,
Observatoire de Meudon, France

Received 15 May; accepted 6 July 1978.

1. Warwick, J. W. *Astrophys. J.* **137**, 41–60 (1963).
2. Alexander, J. K. *Astrophys. J.* **195**, 227–233 (1975).
3. Dulk, G. A. thesis. Univ. (1965).
4. Lecacheux, A. *Astr. Astrophys.* **37**, 301–304 (1974).
5. Poquérousse, M. & Steinberg, J. L. *Astr. Astrophys.* **65**, L23–L26 (1978).
6. Boisshot, A. *Sol. Phys.* **36**, 517–522 (1974).
7. Lecacheux, A. & Rosolen, C. *Astr. Astrophys.* **41**, 223–227 (1975).
8. Warwick, J. W., Dulk, G. A. & Riddle, A. C. Univ. Colorado Rep. PRA no. 3 (1975).
9. Smith, E. J., Davis, L. Jr & Jones, D. E. in *Jupiter* (ed. Gehrels, T.) 788–829 (University of Arizona Press, 1976).

ABOUT THE OBSERVED BRIGHTNESS DISTRIBUTION OF
SOLAR RADIO BURSTS ON DECAMETER WAVELENGTHS
AND A POSSIBLE EFFECT FROM THE IONOSPHERE

J. L. STEINBERG*, M. POQUÉRUSSE*, and S. HOANG*

Departement de Recherche Spatiale, Observatoire de Meudon, 92190 Meudon, France

Abstract. Chen and Shawhan (1978) observed the brightness distribution of solar radio bursts at 26 MHz and fitted it to a double gaussian model. The small angle and large angle components were labelled 'core' and 'halo'. As an alternative to the scattering theory by coronal inhomogeneities, the authors introduced an interpretation of these components as the primary source and its reflected image on lower layers of the corona. We stress the difficulties with this interpretation because the corona is indeed very far from being spherically symmetric; the observed source structure may be due to a coronal scattering process involving both weak and strong inhomogeneities. But first of all we point out a relation between the halo dimensions and the local time which casts some doubt on the solar origin of the halo; we argue that it might result at least partially from instrumental or more probably from ionospheric effects.

Chen and Shawhan (1977) and Chen and Shawhan (1978, hereafter called Paper I) measure the visibility function of solar radio bursts at 26.4 MHz using a two-dimensional set of baselines. They find that the apparent brightness distribution over burst sources is not gaussian and they fit it to a double gaussian model. The large angle component, the 'halo', is about 10 times less bright and 3 times broader than the small angle component, the 'core'. This observational result, already mentioned by previous authors, could have important implications on our knowledge of the actual dimensions of the primary source, its radiation pattern and the density structure in the corona both small and large scale.

The first interpretation discussed by Chen and Shawhan is scattering by random electron density inhomogeneities. This effect has been widely studied (Fokker, 1965; Steinberg *et al.*, 1971; Riddle, 1974) by tracing rays in model coronas and it is able to produce images much larger than the primary source. Chen and Shawhan point out the apparent difficulty of this scattering model to account for the observed double gaussian brightness distribution particularly the large angle halo component. The scattering theory of solar burst sources can rightly be criticized, mainly because it is based on a description of the low and medium corona which is boldly extrapolated down from interplanetary medium data obtained from scintillation observations. But it has met with some success and has recently been strengthened by the observations of the scattering of telemetry signals from remote spacecrafts seen as close as 0.7 solar radius from the solar surface (Woo, 1978). Another new argument for the scattering theory comes from the large diameter of the striae in type IIIb's reported by Abranin *et al.* (1978). The very narrow bandwidth of striae (100 kHz) sets an upper limit on their primary source size via the characteristic gradients in the corona; this limit is three orders of magnitude smaller than the observed apparent diameter.

* Laboratoire Associé du CNRS No. 264.

Thus, contrary to Abranin *et al.*'s claim, the observed size of type IIIb's is probably entirely due to scattering of the electromagnetic radiation through the highly inhomogeneous corona (if not due to the ionosphere).

Chen and Shawhan's argument against the interpretation of their observations in terms of scattering can be easily overcome. Indeed, the approximately gaussian brightness distribution obtained from ray tracing computations results on the one hand from the assumed gaussian probability distribution of the deflection angle due to scattering over a unit path length, on the other hand from the large number of deflections suffered by each ray. Now it may well be that none of these conditions is actually met, in which case the scattered image would no longer be gaussian. For instance, if we just accept that some of the small scale inhomogeneities producing radio wave scattering are reflecting, then the weakly scattered rays (those which do not encounter any strong inhomogeneity) build a narrow image (the core) and the strongly scattered rays (those which encounter one or more strong inhomogeneities) produce a wide skirt (the halo). Such 'strong' inhomogeneities would be strongly refracting or reflecting at 26 MHz, but transparent and weakly refracting at the much higher frequencies required to probe the low corona using spacecraft signals. Unfortunately, Woo (1978) only gets a rough estimate of the diameter of the spacecraft image and no direct information on its angular structure. There is also evidence of large scale strong inhomogeneities which can be sharply refracting or reflecting: the corona contains large streamers and numerous narrow fibres, several times denser than the surrounding medium (see any high-resolution eclipse photograph or Skylab images; Koutchmy, 1972; Hoang *et al.*, 1977; Bougeret and Steinberg 1977; Pick *et al.*, 1979). As suggested by Chen and Shawhan themselves the burst source halo could thus consist of a number of bright patches produced by scattering and reflection of radio rays from large scale dense structures surrounding the source; such an image could not be distinguished by Chen and Shawhan from a gaussian halo. Another possibility could be that the core is the primary source itself, almost not scattered. In fact, Raoult and Pick (1979) have found the diameter of type III's at 169 MHz significantly increases during their decay phase, at a rate much lower than the velocity of light; this strongly suggests that the observed brightness distribution is due to the primary source itself and not to a scattered image. However these authors do not mention any halo, but they have not particularly looked for it (Raoult, private communication) and the relative importance of the coronal and ionospheric scattering and the primary source size may be quite different at 169 and 26 MHz.

Chen and Shawhan alternatively propose quite a different interpretation. They assume the corona to be almost spherically symmetric; their halo is the direct image of an extended primary source and the core its image by reflection on lower layers of the corona, acting as a convex 'spherical mirror'. This interpretation can be challenged in two main ways:

- As we just mentioned, the coronal structure is far from being spherically symmetric and all kinds of inhomogeneities are present in the electron density

distribution; the building up of the core should be very sensitive to large scale inhomogeneities which correspond to density variations by *one or two orders of magnitude*, and to the small scale inhomogeneities close to the level of reflection where they produce a maximum deviation of the index of refraction for a given electron density variation.

– It is difficult to accept that the proposed mechanism can produce the same source structure with the same dimensions for all four observed burst types, since type III, V, II, and IV's are most probably produced by different mechanisms in different coronal regions. In Figure 1 we have plotted data from Table III of Paper I; taking into account the scatter in the measurements, the apparent size is the same for all burst types; and this is in agreement with Abranin *et al.* (1978) who find at 25 MHz the same north–south diameter for diffuse type III's and type IIIb striae; this size corresponds rather well to the Chen and Shawhan halo. This would rather lead to consider propagation effects in the corona which are independent of the burst type and produce a scattered image larger than the original source.

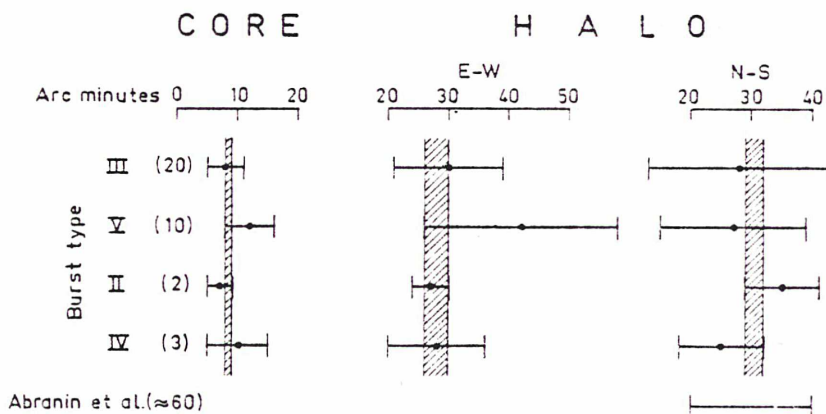


Fig. 1. Mean values of the half-power diameters of solar bursts at 26 MHz after Table III of Paper I; E–W = east–west, N–S = north–south; the bars represent the standard deviation for type III's and V's, and a mean between the standard deviation and the precision for type II's and IV's. The hatched strips show the diameter range common to the 4 burst types. Lowest line: the common diameter of diffuse type III's and type IIIb striae at 25 MHz after Abranin *et al.* (1978). In parentheses the number of events for each burst type. No significant difference appears between the different burst types.

It is then tempting to interpret the data by looking for ionospheric scattering or instrumental effects which are more likely to be independent of the burst type. We have thus analysed the observations themselves as summarized in Table II of Paper I. We plotted the core and halo sizes and the antenna temperatures as a function of universal time; no systematic variation of the core size was observed but for the other quantities we obtained the results of Figure 2. There is a systematic variation with time of the east–west diameters (positive slope) and of the north–south diameters (negative slope) of the halo. Over the few hours of observations, there is a variation

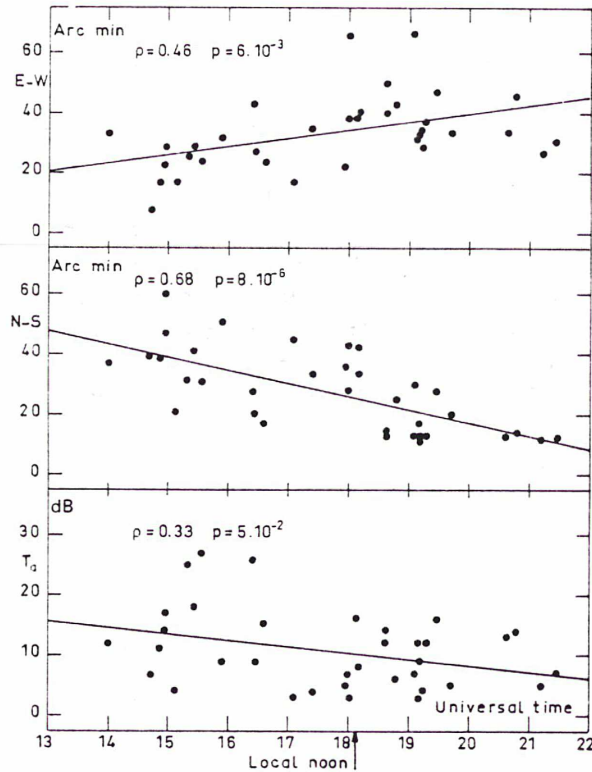


Fig. 2. Half-power diameters and antenna peak temperature versus the time of observation, after Table II of Paper I. All 13 days (from June to August 1975) are superimposed. Each point represents one solar burst of any type, III, V, II, or IV. The straight lines are the least-square fits to the data points. ρ is the correlation coefficient and p the probability that ρ results from a non-correlated population. These systematic variations with time cannot be of solar origin.

of about a factor 3 which is unlikely to be due to chance. It looks as if the average halo was elliptical and regularly rotated around the line of sight with the diurnal motion. Even the burst intensities seem to vary with time. Such an effect must be explained by local conditions either instrumental or more probably ionospheric; and it is so large that we may question the very existence of the core-halo structure at the Sun as an intrinsic property of the source region.

Eventual ionospheric effects are often neglected in the interpretation of solar burst observations and this can be explained in two ways:

- Ionospheric effects are very difficult to distinguish from intensity variations due to solar activity itself; the time scale of ionospheric effects is generally larger than that of solar bursts and any intensity modulation due to the ionosphere is swamped by the intensity variations of the solar emission itself. Motions and distortions of the radio images can also be taken as originating in the Sun.

- Ionospheric effects on the radiation received on the ground are still poorly known and, in any case, almost unpredictable and unmeasurable at a given location at a given time.

Consequently, the possibility of ionospheric effects is often ruled out in some short statements based on limited observations of scintillations almost never made in the same daytime conditions as the solar radio observations. But the ionospheric situation is a very sensitive function of many different parameters among which local time and solar activity. Solar burst observations are made around local noon and during periods of enhanced solar activity, so that the critical frequency f_oF2 is maximum and the level of turbulence higher than normal (see Mitra, 1974, for example). Moreover gravity waves in the ionosphere (or travelling ionospheric disturbances) introduce maximum perturbations in the propagation of radio signals near local noon (Elkins, 1972).

Thus, contrary to a widespread belief, large ionospheric effects on solar bursts are to be expected and are, indeed, observed. Poquérusse and Steinberg (1978) have observed that ionospheric scintillations can modulate burst intensity at 30 MHz by 100% over a few seconds. Bougeret (1979) has observed that gravity waves can produce apparent motions of a few minutes of arc at 169 MHz with periods of 10 to 30 min. Meyer-Vernet (1979) has computed the general effects of ionospheric gravity waves using a sinusoidal phase-changing screen model. She has found that, around 20 MHz for instance, gravity waves may deeply change the intensity in a few seconds and widen the image up to 1° in the direction perpendicular to the wave plane; we may thus expect an elliptical image rotating in solar coordinates with the diurnal motion and with eventual rotation of the predominant gravity wave plane. She has also found that a gaussian source can lead to a visibility curve which is no longer gaussian but which exhibits oscillations; when truncated at some base length, it can look very similar to the Chen and Shawhan visibility curves as shown on Figure 3; such visibility curves would have an apparent core-halo structure although the intrinsic source is gaussian.

There might be a way to sort out the different available interpretations of the observations: the behavior of the time delay and of the position shifts between the core and the halo should be very different. In Chen and Shawhan 'reflection' interpretation, the core should appear several seconds after the halo and closer to the disk center by several minutes of arc. In the 'scattering' interpretation, we think that just the opposite should happen, with smaller differences. In the 'local' (ionospheric or instrumental) interpretation, no time delays or position shifts are expected on the average. Chen and Shawhan's data are not sufficient to point out any clear tendency but a data set with improved statistics should bring a definite answer.

To sum up, the core-halo brightness distribution reported in Paper I may be interpreted as being intrinsic to the source mechanism as a consequence of the distribution of the coronal inhomogeneities in electron density; it is sufficient that some inhomogeneities are reflecting while most of the others are transparent to radio waves to produce the halo component. But the correlation we found between the

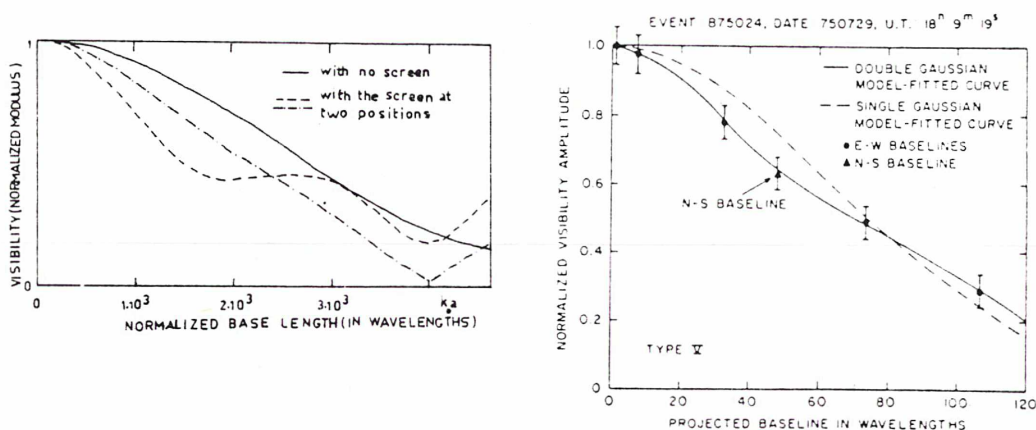


Fig. 3. Comparison of a visibility curve observed by Chen and Shawhan (their Figure 2b, right, solid line) with curves computed by Meyer-Vernet for a gaussian source seen through a sinusoidal phase-changing screen (her Figure 3b, left, broken lines). On that second figure, the abscissa scale corresponds to a total phase rotation through the screen of 20 radians, but a more realistic value of 200 radians would locate the oscillations of the theoretical curve at base lengths comparable to those of the observed curve.

burst size and the local time of the observations from Chen and Shawhan casts some doubt on the existence of this particular image structure as being intrinsic to the sun. More observations are necessary during which ionospheric parameters should be carefully monitored, since travelling ionospheric disturbances may introduce perturbations in the observed interferometer visibility curves which would lead to apparent core-halo structure, whether the source from the Sun be a primary source or a scattered image.

Acknowledgements

We sincerely thank Prof. S. D. Shawhan for many interesting comments on the manuscript.

References

- Abranin, E. P., Bazelyan, L. L., Goncharov, N. Yu., Zaitsev, V. V., Zinichev, V. A., Rapoport, V. O., and Tsybko, Ya. G.: 1978, *Solar Phys.* **57**, 229.
- Bougeret, J. L.: 1979, to be submitted.
- Bougeret, J. L. and Steinberg, J. L.: 1977, *Astron. Astrophys.* **61**, 777.
- Chen, H. S. L. and Shawhan, S. D.: 1977, Univ. of Iowa, Dept. Physics and Astron., Res. Report 77-31.
- Chen, H. S. L. and Shawhan, S. D.: 1978, *Solar Phys.* **57**, 205 (Paper I).
- Elkins, T. J.: 1972, *Space Res.* **XII**, 1215.
- Fokker, A. D.: 1965, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **18**, 111.
- Hoang, S., Poquérousse, M., and Steinberg, J. L.: 1977, *Astron. Astrophys.* **56**, 283.
- Koutchmy, S.: 1972, Thesis, University of Paris VI.
- Meyer-Vernet, N.: 1979, *Astron. Astrophys.*, (in press).
- Mitra, A. P.: 1974, *Ionospheric Effects of Solar Flares*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland.

- Pick, M., Trottet, G., and MacQueen, R. M.: 1979, *Solar Phys.* **63**, 369.
Poquérousse, M. and Steinberg, J. L.: 1978, *Astron. Astrophys.* **65**, L23.
Raoult, A. and Pick, M.: 1979, *Astron. Astrophys.*, (in press).
Riddle, A. C.: 1974, *Solar Phys.* **35**, 153.
Steinberg, J. L., Aubier-Giraud, M., Leblanc, Y., and Boischot, A.: 1971, *Astron. Astrophys.* **10**, 362.
Woo, R.: 1978, *Astrophys. J.* **219**, 727.

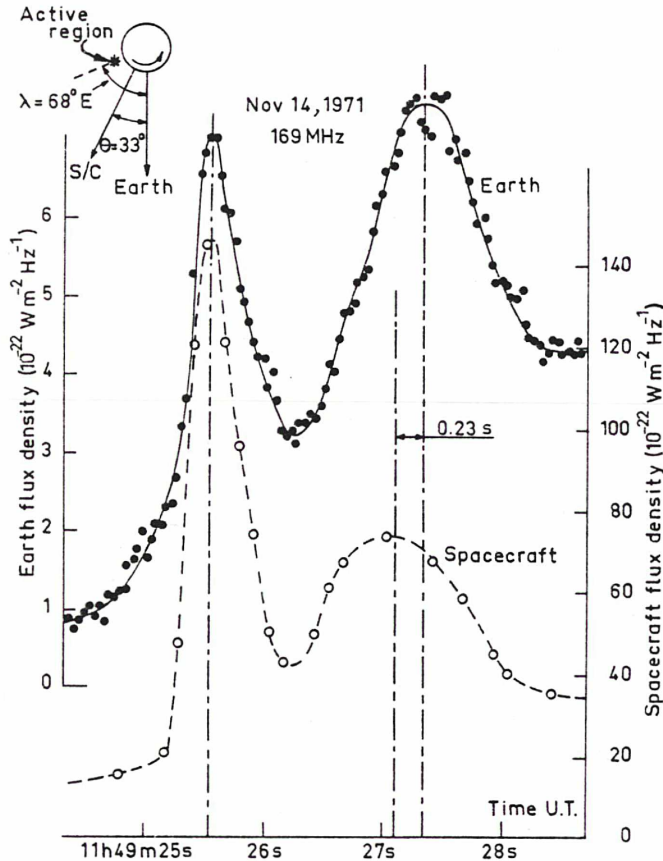


Fig. 1. A $f-h$ type III pair showing a clear time difference between the two directions of observation. The probe record has been artificially shifted to assure the coincidence of the f component

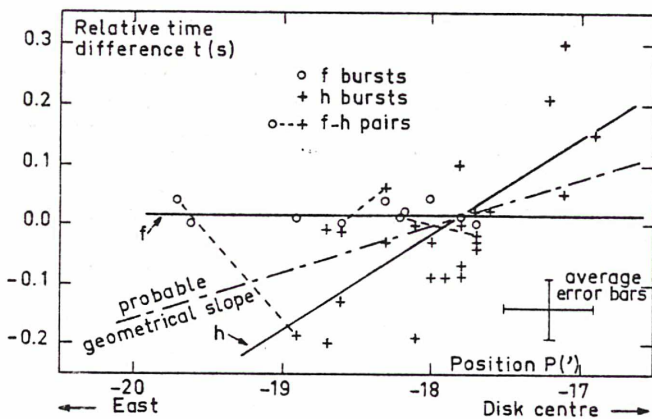


Fig. 2. Time difference t (arbitrary origin) between the space probe and the Earth, as a function of EW position p , for the type III's of 14 Nov. 1971. Solid lines: the computed regression lines for each family. Dash-dotted line: the theoretical regression line for a spherical distribution of the sources and a propagation in vacuum. The dashed lines join together pair components; the big one on the left is for the pair of Fig. 1

the FH school, the time delays should be different for the 2 components of pairs; for the single mode school, they should be the same and depend only on the true source position.

In the next section, we first present a $f-h$ pair showing a clear difference in the time delay of its two components as observed on the Earth and on the probe. Then we show that the time delays of the bursts belonging to the whole set are correlated to the positions, but in a different way for the two families. In Sect. 3 we show that this behaviour is not consistent with the simplest geometrical approximation, and we interpret it in Sect. 4 by propagation effects in the frame of the FH school. We briefly discuss two other possible interpretations in Sect. 5.

2. Observations

We show in Fig. 1 one of the best $f-h$ pairs observed on 14 November 1971 at 11 h 49 m 25 s (see Paper I). The two components are clearly resolved and present the typical characteristics of their respective family: shorter duration, faster decay and higher directivity of the first component (f) as compared to the second (h). The east-west angular separation between f and h , measured from the Earth (Paper I, Table 1), is equal to (see Appendix):

$$\Delta p = 0.8 \pm 0.2' = 0.05 \pm 0.01 R_{\odot}.$$

This value is consistent with those usually published. The time difference Δt between the peak intensity of each component is significantly different in the two observing directions:

$$\begin{aligned} \Delta t_E &= 1.85 \pm 0.03 \text{ s}, & \Delta t_S &= 1.62 \pm 0.05 \text{ s} \\ \rightarrow \Delta t_S - \Delta t_E &= -0.23 \pm 0.06 \text{ s}. \end{aligned}$$

For a propagation in vacuum (single mode school approximation), this time difference corresponds to the distance between the two planes containing the sources (see Sect. 3a) and thus yields the minimum distance between the sources (see Appendix):

$$(\Delta t_S - \Delta t_E) C / 2 R_{\odot} \sin(\theta/2) = 0.17 \pm 0.04 R_{\odot} = 2.8 \pm 0.6'.$$

This minimum distance is larger than the measured separation Δp and than the usual separation of $f-h$ components either on 14 Nov. 1971 or in other published data. We shall see in the next section that taking into account simultaneously the position and time differences leads to a still much greater apparent separation between the two components. Such a discrepancy requires a suitable interpretation. We did not detect such strong differences in the other three pairs we could measure.

We have measured the time differences $t = t_S - t_E$ between the peak intensities of the type III's of 14 Nov. observed on both channels. Figure 2 gives them (referred to an arbitrary value) as a function of EW position p (< 0 in the east; see Paper I) for the 10 f and 25 h events that we could measure without ambiguity on that day. The two families have a very different behaviour; this is a spectacular confirmation of the validity of the selection criteria we adopted in Paper I to distinguish their different physical natures. The slopes of the regression lines $t = ap + b$ are:

$$a_f = 0.00 \pm 0.01; \quad a_h = 0.16 \pm 0.03 \text{ (s/')}.$$

The separation between the two families is definitely greater than the error bars. Note here that the two parameters p and t are measured in a completely independent way. In fact, we did expect a correlation between p and t : the displacement of a source in the corona entails the variation of the time difference. But the question is: why do not we observe the same correlation for the two families?

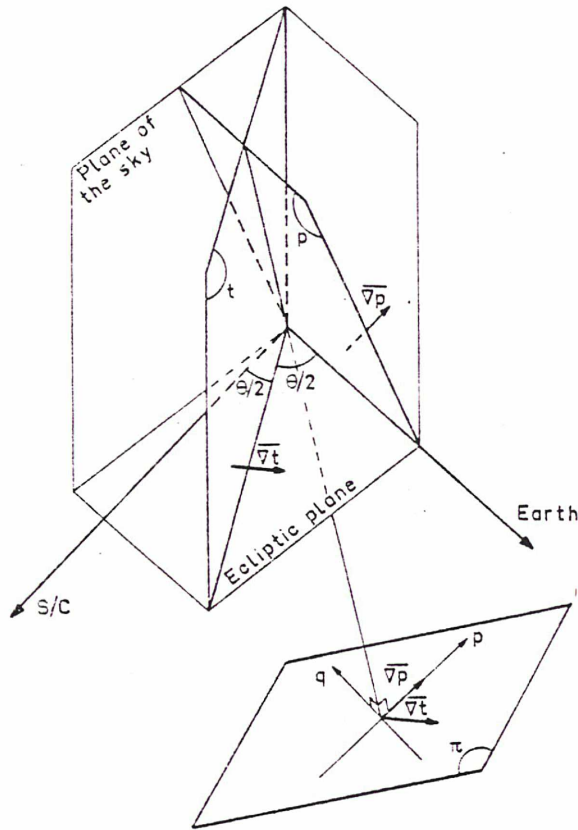


Fig. 3. Geometry of the observation. (p) is the plane (\perp interferometer EW basis) determined by the EW position p measured on the Earth. (t) is the plane (\perp ecliptic) determined by the time difference t between the probe and the Earth. (π) is the plane perpendicular to both (p) and (t). The observed parameters p and t determine the orthogonal projection of the source on (π) located by its cartesian coordinates p, q . (For the clarity of the figure, the angles are not those of 14 Nov. 71)

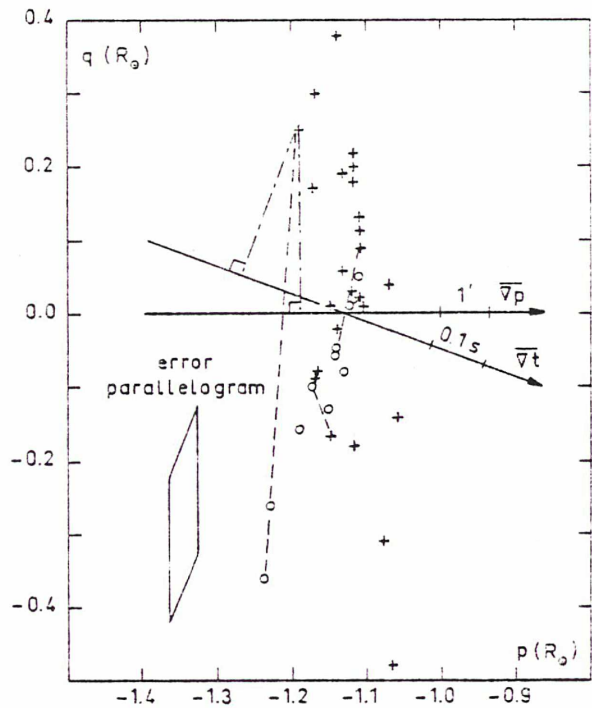


Fig. 4. The orthogonal projections of the sources in the "purely geometrical hypothesis" (see Sect. 3), on the plane (π) defined in Fig. 3. They result from the linear transformation of Fig. 2 by the conversion formulas given at the end of the Appendix. The dash-dotted lines are the geometrical visualization of this transformation. Note that the elongation of the points distribution corresponds to non correlated variations of p and t . Dashed-lines: pairs

To carry this discussion further, we need a simple model that will be studied in the next section.

3. Inconsistency of an Interpretation Using Geometrical Effects Only

We shall assume that:

A) The source is optically thin and the radiation pattern defined at each point is the same throughout the source and during the burst; thus the observed position and time difference will be the same as those of a point instantaneous source placed at the barycenter of the true source.

B) There is no propagation effect, that is the radiation propagates from the source to the observer in a straight line at the velocity of light.

We define these two conditions as the purely geometrical hypothesis.

a) Conversion of the Observed Parameters p, t into Cartesian Coordinates q, r

Referring to Fig. 3, the observed EW position p defines a plane (p) perpendicular to the interferometer EW basis (local noon

approximation), in which the source is located; considering p as a function of the true tri-dimensional source position, the gradient \bar{v}_p is perpendicular to the plane (p). In the same way, the time difference t defines another plane (t), perpendicular to the ecliptic and to \bar{v}_t , which is the local approximation of a revolution hyperboloid whose focuses are the Earth and the probe (Fig. A1). Thus, p and t together define a straight line, which is the intersection of the two former planes. All such lines are perpendicular to the plane (π) defined by \bar{v}_p and \bar{v}_t . Figure 4 represents their traces, p, q on this plane, for all the observed couples p, t ; it merely results from a linear transformation of Fig. 2 (see Appendix). We miss one parameter to get the complete source positions; we only know their orthogonal projection on (π). Note also that we take into account only the variations of p and t , because they are much better known than their absolute values.

b) Anomalous Distribution of the Sources in the Purely Geometrical Hypothesis

Figure 4 exhibits again the separation between f and h families but it also presents unexpected characteristics:

- the distribution of the source projections is very elongated in

directions nearly perpendicular to $\overline{\nabla p}$ for the h bursts, to $\overline{\nabla t}$ for the f , whereas these gradients have no physical meaning on the Sun since they depend only of the geometry of the observing sites.

The total dispersion ($0.8 R_{\odot}$) is much larger than the typical dispersion of type III's from a same active center. Moreover, the two components of the f - h pair of Sect. 2 are separated by $0.6 R_{\odot}$, which is still much larger than typical values for pairs and than what we can expect for two physically linked bursts. Let us stress that we have got here the dispersion of the *projections* of the sources on the plane (π); the true dispersion can only be larger.

These anomalies cannot come from the measurement errors on p and t for the same reasons as in Fig. 2: the dispersion is greater than the uncertainty and p and t are measured quite independently.

We can also note this anomalous behaviour on p and t themselves, by comparing their observed dispersion to the relation they would show for a spherical distribution of sources above the active center; the theoretical slope would then be $a = (\overline{\nabla p} \cdot \overline{\nabla t}) / \nabla p^2 = 0.08 \text{ s}'$; it is nearly the same for an horizontal disk source distribution, or for a vertical one (in the local solar frame); this "probable geometrical slope" is just between f and h slopes (Fig. 2).

The relation between p and t is weakly dependent on the source distribution because $\overline{\nabla p}$ and $\overline{\nabla t}$ make a small angle ($\eta = 21^\circ$, see Appendix). Thus, if we can put limitations on the possible source distribution, the comparison between p and t yields a sensitive method to detect deviations from the purely geometrical model on one of them or both. Such perturbations will scatter the computed points p, q just as observed in Fig. 4.

We conclude that, compared to the predictions based on the purely geometrical hypothesis:

- for f bursts: the observed variations of t are smaller
- for h bursts: the observed variations of p are smaller and/or those of t are larger.

We have then to give up at least one of the two conditions A and B and from there to explain the opposite behaviour of the two families.

4. Interpretation by Propagation Effects

a) The Basis of the Interpretation

The two schools mentioned in Sect. 1 implicitly assume that condition A holds. In this "classical" reasoning scheme, the preceding results are to be explained by giving up condition B , that is by taking into account the propagation effects invoked by FH school. Then, the most direct way to get the different behaviours of f and h bursts is to admit with this school and as in Papers I and II that they are respectively F and H 's.

The propagation effects of the electromagnetic radiation through the corona have been widely studied (Fokker, 1965; Steinberg et al., 1971; Bradford, 1971; Caroubalos et al., 1972; Riddle, 1974; Mangeney and Veltri, 1979). They are due to systematic refraction on large-scale electron density gradients $\overline{\nabla N_e}$, to random refraction, or scattering, on small-scale $\overline{\nabla N_e}$ and to absorption. The perturbations they introduce, δp on the observed position, δt on the escape time out of the corona, increase with the distance $|p|$ of the source to the center of the disk; the perturbation on the time difference between the Earth and the spacecraft is $\delta t = \delta \tau(\lambda - \theta) - \delta \tau(\lambda)$ where λ is the source longitude on the Sun. We give in Table 1 typical values for the longitude of the active center we are concerned with, in a spherically symmetrical corona, for both modes F and H . They are just of the

same order of magnitude as the difference we noticed in the preceding section between the observed values and their geometrical predictions. If the source were placed inside a dense streamer, the propagation effects would be too small; if it is placed behind as in Paper II, the effects can only be increased.

b) Interpretation of h Bursts

In Papers I and II, the probe to Earth intensity ratio was observed to increase with $|p|$ and this was explained by variations of the actual source position at constant height. After Table 1 (second line), for a variation in longitude $\Delta \lambda > 0$ (east \rightarrow west), we have:

$$\Delta p_{\text{obs}} \leq \Delta p_{\text{geom}}, \quad \Delta t_{\text{obs}} > \Delta t_{\text{geom}}$$

which may lead to $a_{\text{obs}} \simeq 2 \times a_{\text{geom}}$ as observed in Fig. 2. As for the diameter, we may think it is more or less the true diameter.

c) Interpretation of f Bursts

We have just seen that δt amplifies the geometrical variations of t for an horizontal displacement of the source. In the case of f bursts, we need to counteract the geometrical variations by an opposite effect. The only way to get it is with a vertical displacement since δt decreases when the (either true or apparent) source altitude increases. Table 1 shows that we may thus easily obtain $\Delta t_{\text{obs}} \simeq 0$ as observed in Fig. 2. But we cannot have a vertical displacement of the true source because it would result in a decrease of the space probe to Earth intensity ratio with an increase of the height, which is contrary to the observed relation.

On the other hand, it has been shown that the combination of refraction and scattering results in an apparent image of a F source far above the plasma level, and this can explain the rough position coincidence of F - H pair components (Leblanc, 1973; Riddle, 1974). Moreover, the radiation is first focused by the local density gradient $\overline{\nabla N_e}$ (in the direction $-\overline{\nabla N_e}$, on a distance $N_e / \nabla N_e$); thus, in a strongly inhomogeneous corona, a small displacement of the actual source may radically change the average path of the radiation through the corona, hence the apparent position of the source. Let us consider the two typical cases A and B shown in Fig. 5. In case A , $\overline{\nabla N_e}$ at the source is oriented far from the radial and not far from the Earth direction; the path of the rays which get out of the corona in the Earth direction is not much curved and has a long portion in the dense low corona, thus the group delay is large; in this case, the apparent image is low. In case B , $\overline{\nabla N_e}$ is oriented closer to the radial; the ray path is longer but the portion in the low corona being smaller, the group delay is also smaller; in this case, the apparent image is high. The apparent positions of the F and H sources of a same exciter stream are nearly the same (see Sect. 4d) but the true positions and the paths followed by the rays are not; this is the reason why the F and H time delays are different. In short, for F sources, the higher the apparent position, the longer the geometrical path of the electromagnetic radiation, but the smaller the group delay. This compensating mechanism is the key to our interpretation of large position variations with small time difference variations.

The invoked process is equivalent to vary the primary emission pattern of a source placed above its plasma level. Computations were carried out in such conditions for Paper II; the apparent position of a H source was found close to the true position for a forward $\cos \theta$ primary pattern, but it was about $1'$ lower for an

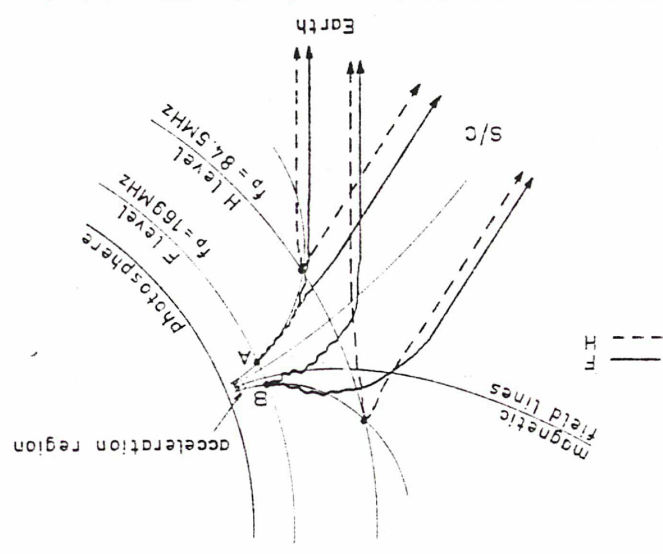


Fig. 5. The principle of the interpretation of the different behaviour of F and H sources. Because of the rapidly diverging magnetic field, H sources, which are seen without strong propagation effects, are much more dispersed than F ones.

The latter are strongly raised up by coronal scattering, of a variable amount depending on V_e at the source; but the smaller group delay for a higher apparent source compensating for the geometrical longer path, the time difference between the two observation directions can remain almost constant as observed

isotropic pattern: as for the time difference between the spacecraft and the Earth, it varied by about 0.05 s, in the opposite way to the purely geometrical situation where one observes the true displacement of the primary source itself (Hoang, 1980).

We conclude that the observed large dispersion of F sources is mainly due to variable propagation effects induced by much smaller displacements of the actual sources; and this produces very small variations of the propagation time. This process of scattering far above the primary source will result in a very small fraction of the total power transmitted sideways; this seems to imply that the F radiation at the source can be much more intense than the H one; furthermore, the transmitted fraction will probably be highly variable from burst to burst and this may help to explain that we can receive bursts on a single mode, either F or H (Paper I).

d) Diverging Magnetic Field and Radiation Guiding

The preceding interpretation requires that the true F sources are much less dispersed than the H ones; this implies that the cross-section of the magnetic flux tube coming from the acceleration region is wider at the level of H sources ($f_p = f/2$) than at the level of true F sources ($f_p = f$). This fits well with the radio observation of rapidly diverging magnetic field lines (Mertier, 1975; Dulk et al., 1979; Kane et al., 1980), and with current sheet flare models (Heyvaerts et al., 1977). The diameter of a given true F source will then be much smaller than that of a H source; but it will be increased by the scattering of the radiation through the inhomogeneous corona, so that the apparent diameter of a F source will be nearly the same as the true diameter of a H source

Now, why will the apparent position of the F component of a pair be close to the true position of the H component? This will naturally result from some guiding of F radiation, near the source, by elongated density inhomogeneities, oriented along the magnetic field, in a way somewhat similar to those proposed by Bougeret and Steinberg (1977) or by Duncan (1979).

5. Discussion and Conclusion

If the condition A defined in Sect. 3 were not verified, depending on the observer's direction, the source barycenter might vary within the total source extension, and the maximum of the time profile might vary within the burst duration. These effects might produce differences of up to 2 on p and 0.5 on t. Any particular relation between p and t might thus be obtained within these limits, by an adequately correlated behaviour of the barycenter and time profiles in the Earth and probe directions. But at the present time we have neither observational nor theoretical grounds to investigate such effects in details.

Another possibility, within the FH interpretation, might be that the sources are scattered along one of those coronal blades which rise above filaments. If the blade has a long and linear base and is twisted along a vertical axis, the F and H sources, which appear at different heights, will be scattered along two different directions as observed. However, in addition to the difficulties mentioned in Sect. 3b, this model is inconsistent with the conic streamer of Paper II, inspired from the roughly circular chain of filament around the active center; and in any case the observed directivity required strong propagation effects.

What is indisputable is that the f and h families have distinct physical natures and that the 2 components of a pair are generated at two different places.

We have shown that the FH hypothesis, and the fairly well known propagation properties of the corona, lead to a coherent interpretation of all our observations, without any additional hypothesis. It follows that F bursts appear much higher and larger than their actual sources; in addition, due to the strong inhomogeneity of the corona, their apparent image is very sensitive to small displacements of the primary source, whereas their escape time is not, because of a compensating mechanism, between scattering and group delay. On the contrary, H bursts appear with small deformation as compared to their primary sources, and experience only a slight and longitude dependent group delay. This study is an illustration of how the stereoscopic observation of time delays brings up a new parameter, which allows for instance to discriminate between horizontal and vertical displacements, that is in our case between geometrical and propagation effects. But our conclusions are limited because we had only at our disposal 1-dimension positions; we had to make up for the missing parameter by using upper limits to the true source dispersion on the Sun. With a 2-dimensions interferometer, such stereoscopic observations would yield the 3rd dimension, unavailable from the Earth alone; one could then thoroughly locate the sources in the 3-dimensions corona.

Acknowledgments. We thank J. L. Steinberg for keen remarks on the manuscript.

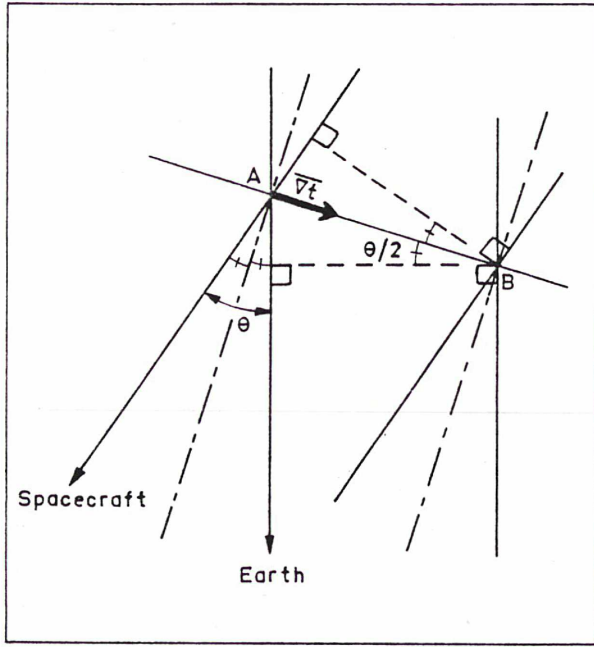


Fig. A1. The principle of the comparison of the time difference $t = t_S - t_E$ between two nearby sources. The dashed-dotted lines (first bisector of the Earth and spacecraft directions) are the traces of constant t planes [= plane (t) of Fig. 3]. \overline{Vt} is perpendicular to these planes

Appendix

Let $\overline{E}, \overline{S}, \overline{N}$ be the unit vectors of the Sun-Earth and space probe directions and of the rotation axis of the Earth.

Let A_0xyz be the local cartesian coordinate system on the Sun defined by the heliocentric coordinates:

$$A_0 \begin{cases} \text{longitude } \lambda = -68^\circ \\ \text{latitude } \varphi = -15^\circ \\ \text{radial distance } r \text{ arbitrary} \end{cases}$$

and by:

$$A_0x \parallel \frac{\partial \overline{r}}{\partial \lambda}, \quad A_0y \parallel \frac{\partial \overline{r}}{\partial \varphi}, \quad A_0z \parallel \frac{\partial \overline{r}}{\partial r}$$

On 14 Nov. 1971, we had in this system:

$$\overline{E} \begin{cases} 0.926 \\ 0.146 \\ 0.348 \end{cases} \quad \overline{S} \begin{cases} 0.572 \\ 0.326 \\ 0.752 \end{cases} \quad \overline{N} \begin{cases} 0.378 \\ 0.808 \\ -0.452 \end{cases}$$

Consider now a point instantaneous source A , whose radiation propagates in vacuum. Its 1-dimensional EW position p measured at the Earth, and the difference between the times it is received on the Earth and on the spacecraft $t = t_S - t_E$, are linear functions of the source 3-dimensional position:

$$p = p_0 + \overline{Vp} \cdot \overline{A_0A}, \quad t = t_0 + \overline{Vt} \cdot \overline{A_0A}$$

with

$$\overline{Vp} \parallel \overline{N} \wedge \overline{AE}, \quad Vp = 16' / R_\odot$$

(approximation of an observation at local noon)

$$\overline{Vt} \parallel \overline{E} - \overline{S}, \quad Vt = \frac{R_\odot}{C} \times 2 \sin \frac{\theta}{2} = 1.31 \text{ s} / R_\odot$$

R_\odot = solar radius = 696,000 km = 16'

C = velocity of light

θ = stereo angle = $(\overline{E}, \overline{S}) = 32.9^\circ$

\overline{Vt} is readily obtained on Fig. A-1, drawn in the plane $\overline{E}, \overline{S}$. It follows the coordinates in the system A_0xyz :

$$\overline{Vp} \begin{cases} 5.84 \\ -9.26 \\ -11.67 \end{cases} \quad \overline{Vt} \begin{cases} 0.820 \\ -0.417 \\ -0.936 \end{cases}$$

These two vectors make the angle $\eta = (\overline{Vp}, \overline{Vt}) = 21^\circ 2'$. Let now A_0pq be the cartesian coordinate system defined in Fig. 4, in the plane (π) determined by \overline{Vp} and \overline{Vt} . The couple p, t defines a straight line on which the source is located, perpendicular to this plane and whose trace is at:

$$\begin{cases} p(R_\odot) = \frac{p}{Vp} = 0.06 p(') \\ q(R_\odot) = \frac{p}{Vp \operatorname{tg} \eta} - \frac{t}{Vt \sin \eta} = 0.16 p(') - 2.11 t(\text{s}) \end{cases}$$

Table 1. Order of magnitude of the propagation effects in an inhomogeneous spherically symmetrical corona. δp and δt are the perturbations on the East-West position p and on the time difference t between probe and Earth directions ($\theta = 33^\circ$), for a longitude near 68° E. (p and t increase towards the west)

	$\delta p(')$	$\delta t(\text{s})$
$f \approx f_p$	-1 to -3	-0.3 to -1
$f \approx 2f_p$	0 to 1	-0.1 to -0.3
References among others	Figs. 3 and 4 of Steinberg et al. (1971)	Fig. 4 of Caroubalos et al. (1972)

References

Boischot, A.: 1974, *Astron. Astrophys.* **33**, 379
 Bougeret, J.L., Steinberg, J.L.: 1977, *Astron. Astrophys.* **61**, 777
 Bradford, H.M.: 1971, Ph. D. Thesis, Queen's University, Canada
 Caroubalos, C., Aubier, M., Leblanc, Y., Steinberg, J.L.: 1972, *Astron. Astrophys.* **16**, 374
 Caroubalos, C., Poquérusse, M., Steinberg, J.L.: 1974, *Astron. Astrophys.* **32**, 255 (Paper I)
 Caroubalos, C., Steinberg, J.L.: 1974, *Astron. Astrophys.* **32**, 245
 Daigne, G.: 1975a, Thesis, Univ. Paris 7
 Daigne, G.: 1975b, *Astron. Astrophys.* **38**, 141
 Daigne, G.: 1975c, *Astron. Astrophys.* **42**, 71
 Daigne, G., Møller-Pedersen, B.: 1974, *Astron. Astrophys.* **37**, 355
 Dulk, G.A., Melrose, D.B., Suzuki, S.: 1979, *Proc. Astron. Soc. Australia* **3**, 375
 Dulk, G.A., Suzuki, S.: 1980, *Astron. Astrophys.* **88**, 203
 Duncan, R.A.: 1979, *Solar Phys.* **63**, 389
 Fokker, A.D.: 1965, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **18**, 111
 Heyvaerts, J., Priest, E.R., Rust, D.M.: 1977, *Astrophys. J.* **216**, 123

Solar-type U bursts and coronal transients

Y. Leblanc*, M. Poquérusse**, and M. G. Aubier*

Observatoire de Meudon, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

Received November 4, 1982; accepted February 15, 1983

Summary. Solar type U bursts have been observed at Nançay with high sensitivity and large bandwidth instrumentation (470–150 MHz and 75–25 MHz). It is found that inside each group the turning frequency statistically decreases at a rate typical of coronal transient speeds. Moreover some events clearly show the association type I – type U burst, both emissions drifting towards low frequencies. This confirms the model proposed by Leblanc and Aubier (1977) and Aubier et al. (1978), the same electrons giving rise successively to both burst types. This occurs in particular when the magnetic field cross section increases upwards as it is the case in transient loops. The conclusion is that type Us preferentially occur in transient loops and these drifting type U bursts are the direct radio evidence of the ejection of a magnetic arch in the corona. These events provide us with the density evolution: it is found that the electron density inside an expanding arch decreases faster at the top than at the foot.

Key words: solar radio radiation – bursts – corona – magnetic field – plasma physics

Introduction

In two preceding papers (Leblanc and Aubier, 1977; Paper I, and Aubier et al., 1978, Paper II) we studied the association between type I storms and type III radio bursts. We proposed that electron streams ascending in the solar corona can generate successively type I and then type III bursts, as suggested by Boischoat et al. (1970).

This hypothesis is supported by theoretical and observational considerations. Electrons can first excite a cyclotron beam plasma instability as shown by Mangeney and Veltri (1976a, b) thus giving rise to type I emission: after this process, the remaining perpendicular momentum of the electrons is transformed into a parallel one during propagation in the decreasing magnetic field: then type III emission can occur when the parallel velocity component reaches a critical value compared to the thermal velocity. This model explains the properties of type I storms at high frequencies, their association with type III storms in a lower frequency range, as well as the fact that the observed type III source

is not displaced from the type I source. Duncan (1981) recently confirmed this latter point by re-analysing the Culgoora radio observations.

As a consequence of this study, we considered in Paper II what kind of emissions can occur in the different possible magnetic configurations: if the magnetic field lines are closed and the arch not extending too high in the corona, only type I emission occurs at high frequencies. If the magnetic arch is so high that the magnetic field reaches a low value, then both emissions can occur: type I storms at high frequencies and type III storms at lower frequencies: due to the arch structure, type III bursts, very often, would show J or U form. At last along open field lines associated with a high magnetic field, both type I and type III bursts can be emitted (cf. Fig. 7 of Paper II).

Type I storms at high frequencies or type I storms associated with type III storms at lower frequencies are very often observed. To the best of our knowledge the association of type I and type U or J storms has never been reported. We have now succeeded in recording such events due to the high sensitivity and large frequency coverage of our instruments.

Moreover we show that generally U-bursts do not present a constant turning frequency as found usually by Suzuki (1978) but a regularly decreasing turning frequency. Moreover, the associated type Is often present a chain structure with a regularly decreasing frequency. Some of these events are preceded by type II bursts.

The purpose of this paper is to study these events. This leads to a better understanding of the relationship between type I, type III, and type U burst activity, the configuration of the magnetic field where they occur and their association with transient events.

The equipment is described in the first section. In Sect. II we analyse the observations from which we deduce the main characteristics of the U-bursts and associated radio emissions. In the third section we propose a model of type U-burst generation within the framework of the ideas in Paper II and in the last section we draw some conclusions about transient loop physical parameters.

I. The equipment

The observations were performed with the two Nançay radio-spectrographs in the meter and decameter wavelength range. These instruments were built and are operated respectively by the Space Research Department and the Group for Decameter Radio Astronomy of the Paris Observatory.

Send offprint requests to: Y. Leblanc

* LA CNRS 324

** LA CNRS 264

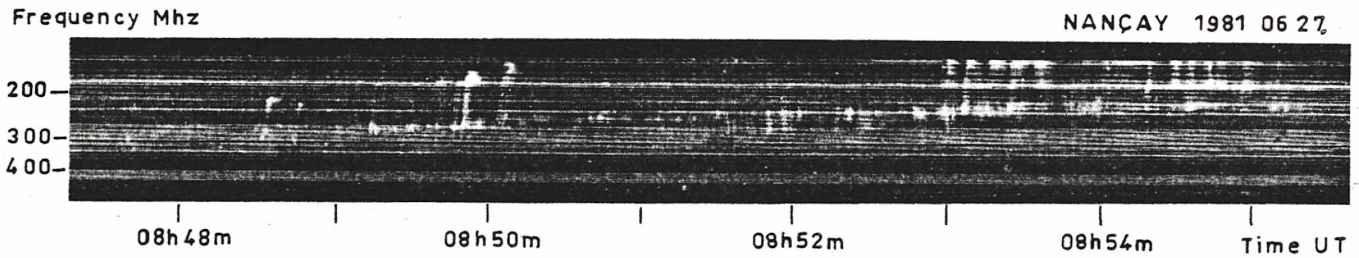


Fig. 1. The most remarkable event (810627) which shows very clearly the ascending top frequency of the successive U-bursts and the slowly drifting type I chain from which U-bursts emerge

1. The meter digital multichannel spectrograph (Dumas et al., 1982)

The receiver is fed by a wide band log-periodic antenna at the focus of a 6-m parabolic reflector. It covers the 470–150 MHz range, which is divided into 320 channels each 1 MHz wide. For the present observations 100 channels have been recorded daily on a 35 mm film at 0.25 mm/s, from 8^h to 16^h UT approximately (dynamic range: 10–3000 SU*), and 32 channels on digital magnetic tape at the rate of 10 samples per second from 9^h to 15^h UT (dynamic range 0.1–10⁶ SU*). The recorded frequencies are nearly logarithmically spaced and are chosen to avoid the strongest interferences.

2. The decameter sweep-frequency spectrograph (Boischoit et al., 1980)

The antenna array consists of 144 conical spirals, 72 polarized in the right-handed sense and 72 in the left-handed sense, giving an overall gain of 25 db in each polarization. The total covered area is close to 8000 m². The central frequency is adjustable between 10–120 MHz but the Sun is normally monitored by a swept frequency receiver in the range 25–75 MHz for some 6 h daily with a bandwidth of 100 kHz and a sweep rate of 50 Hz. In these conditions the threshold is about 10 SU*.

II. Analysis of the observations

In this section we present the main characteristics of U-bursts associated with other radio emissions. We describe first in more detail the most remarkable event.

1. 810627 event (Fig. 1)

On 810627, at 8^h48 UT, a radio event is observed in the frequency range 350–150 MHz, for 16 min. It consists of two components:

- (i) a chain of type I bursts,
- (ii) type U bursts emerging from this chain.

Both components drift towards low frequencies. Figure 2 summarizes the whole set of optical and radio events occurring around this time after our own observations, solar routine of Observatoire de Haute Provence (France) and Solar Geophysical Data: a big two-ribbon flare was located at N 20, E 31 in a large active region topped by a dense streamer, a surge and an X-ray long duration event; strong radio emission was also observed, in particular a type

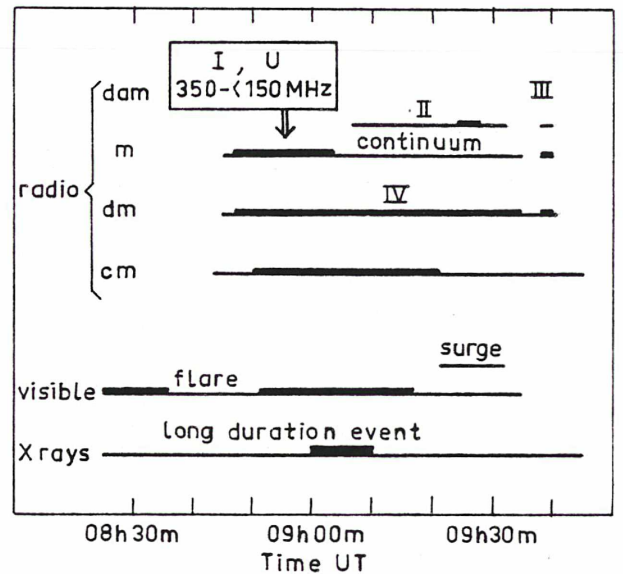


Fig. 2. Optical and radio emissions around the time of occurrence of the 810627 event. The event observed at Nançay is pointed out in the box with an arrow. A rough wavelength scale is given on the left. Enhanced segments indicate especially high intensity

IV burst at decimeter wavelengths and a type II burst at low frequencies. Unfortunately the decameter routine at Nançay started too late to record this event. Most of these phenomena are the manifestation of a transient travelling through the corona (Mc Queen, 1980).

A detailed description of our own observations is given now.

a) Chain of type I bursts

The chain is a complex mixing of many different kinds of bursts: typical type Is, spikes, reverse-drift bursts, intermediate type I–type III... But all these bursts have a narrow bandwidth compared to the surmounting type Us, and we identify them all globally as type Is. Compared to usual type Is, they have a large bandwidth (5–20 MHz), a long duration (0.5–2 s) and a fast frequency drift (± 30 –150 MHz/s). The chain has a full instantaneous bandwidth of ~ 30 MHz; it drifts from ~ 320 to 220 MHz in ~ 8 min, which gives:

$$(df/dt)_{\text{chain}} \approx -0.2 \text{ MHz/s,}$$

and from 8^h55 onward it appears at an almost constant frequency. It has the typical frequency drift of type I chains, but is exceptional by its long duration and high frequency (see Elgaroy, 1977, Chap. 6).

* 1 SU = 10⁻²² W m⁻² Hz⁻¹

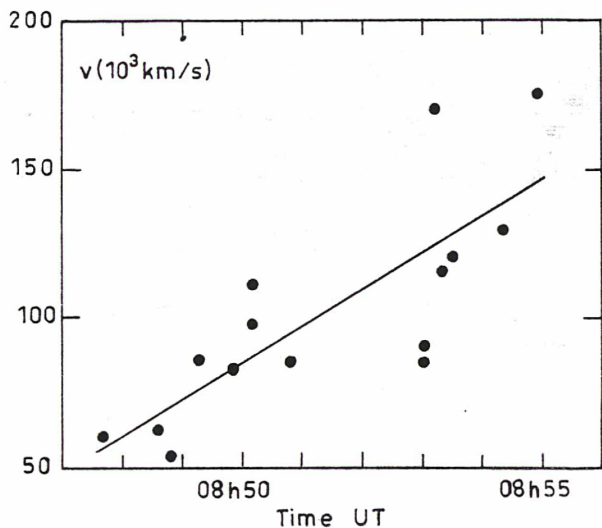


Fig. 3. 810627 event recorded in the 300–150 MHz range: The apparent radial velocity v corresponding to the frequency drift of type U ascending branches (coronal model 20 x Saito, 1970) is plotted in function of time. The velocity strongly increases during the event

the second half of the event. We measured all available turning frequencies: the successive values decrease from ~ 240 to ~ 150 MHz, in ~ 2.5 min, which gives:

$$(df/dt)_{U_{tops}} \approx -0.6 \text{ MHz/s,}$$

that is about 3 times the frequency drift of the type I chain.

We measured the frequency drifts of all the U-burst ascending branches and converted them into the equivalent vertical stream speeds using the coronal density equatorial model 20 x Saito (1970). Figure 3 shows this speed increases during the event.

All these results will be discussed in the next section.

2. U-bursts and associated radio emissions

a) U-bursts and type I emission

We have recorded several clear examples of type Us anchored on type I chains (Fig. 4) or just following them (Fig. 6). Such associations had never been clearly reported previously. We think that the U–I association is difficult to detect for the following reasons. First, type Us are generally much more intense near their top than close to their feet, so that their feet can pass unnoticed even if they fall in the recorded frequency range. Moreover type Is are generally much less intense than type U tops so that they will often be missed. These observational limits do not apply to type I–type III association. The second reason is that many type U–type I associations could have been interpreted as type III–type I associations simply because the turning frequency is lower than the lowest recorded frequency. It thus appears that the detection of type Is and of the associated type Us requires observations over the full meter-decameter wavelength range with a high sensitivity. Even with Nançay instruments which approach these characteristics, the actual association rate U–I might even be greater than observed and be the same as III–I association.

We observe that type I chains associated with type Us more often drift towards low frequencies than those associated with type

b) Type U bursts

These bursts appear on the low frequency side of the preceding chain, anchored on it: each type U emerges from a well defined type I burst, which generally looks like an intensity enhancement at the foot of the ascending branch. There is no gap between corresponding type I and type U, but many other type Is appear at higher frequencies than the starting point.

From the beginning of the event, the turning frequency regularly decreases, until it leaves our recorded frequency range in

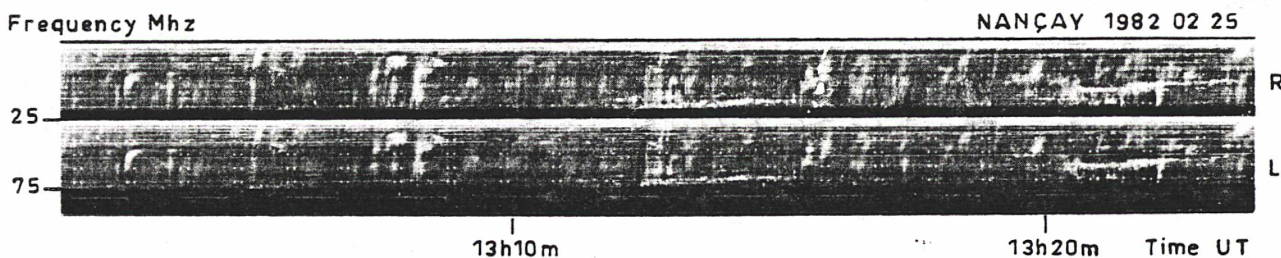


Fig. 4. Storm of type U and type III bursts observed in the decameter range in right (R) and left-handed (L) polarization: we notice the ascending chain of type I bursts from which some U-bursts emerge at $\sim 13^h13\text{UT}$

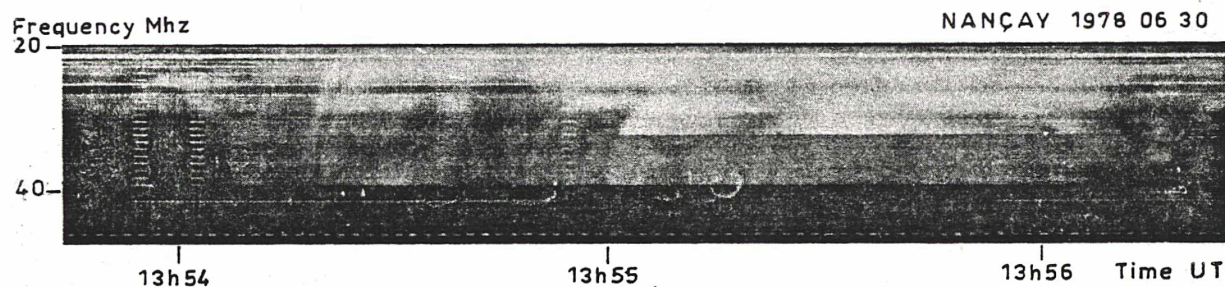


Fig. 5. “Thin” U-bursts occurring during a type IV emission. These bursts are characterized by a constant duration at each frequency

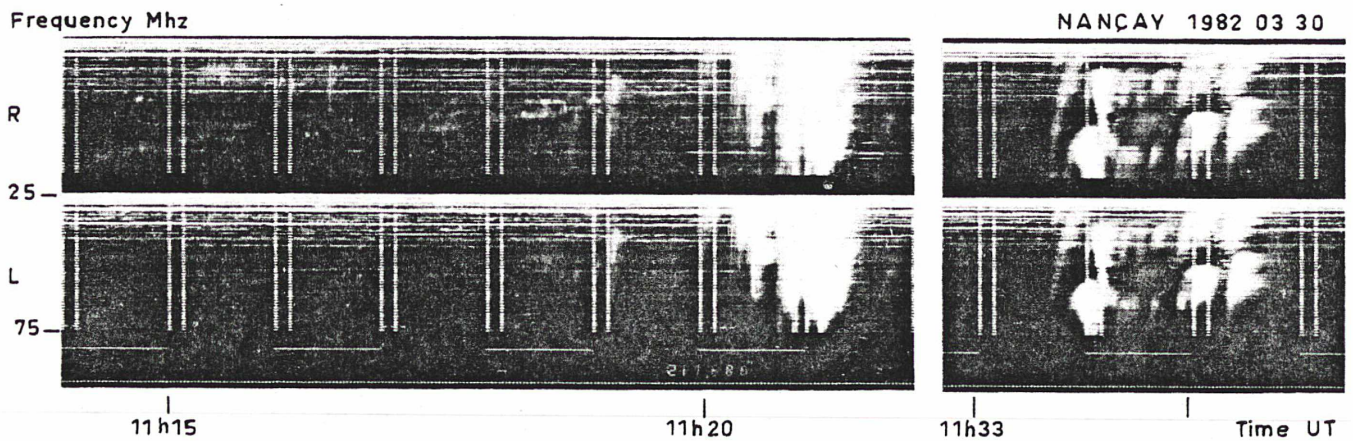


Fig. 6. Event recorded in decameter range. A very rapidly drifting chain of type I bursts is observed a few minutes before a very intense group of U-bursts with $F-H$ structure. The top frequency of the U-bursts is clearly decreasing with time (increasing height)

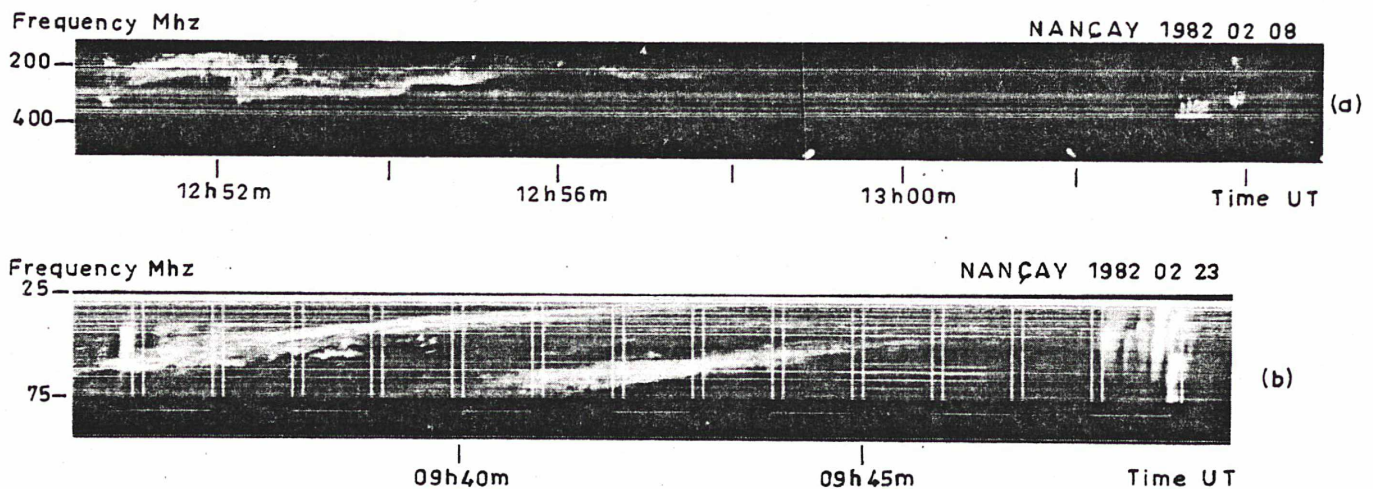


Fig. 7a and b. Two events where a type II burst occurred a few minutes before the U-group, a: event observed in the meter range; b: another similar event observed in the decameter range

IIIs. Type I chains in general are known to present a predominance of drifts towards low frequencies (Elgaroy, 1977). This dissymmetry in favour of negative drifts is very probably due to these U-associated type I chains, which would thus have an average drift of ~ -0.2 MHz/s.

Another interesting property can be derived from the most intense events where we can distinguish very clearly the starting frequency of type Us. It appears as in Fig. 1 that this frequency is equal to or just lower than type Is frequency. This is also observed for type I-type III association. As type Is are emitted at a frequency slightly higher than the plasma frequency, according to most theories (see e.g. Mangeney and Veltri, 1976b), we conclude that the associated Us (or IIIs) are emitted on the fundamental component; the corresponding harmonic is weak or absent. On the contrary, it seems that when type Us actually occur without type Is, both components are more often present (e.g. Figs. 6 and 7a).

b) U-bursts and type II bursts

In some events a type II burst is observed a few minutes before the U-burst group, in a given frequency range, as for example the

820208 event (Fig. 7a) in the meter range or the 820223 in the decameter range (Fig. 7b). The type II burst can also be observed after the U-burst group, but in a lower frequency range, as in the 810627 event (Fig. 2).

c) U-bursts and type III bursts

It is well known that U-bursts occur either isolated or clustered in small groups (Kundu, 1965); this is observed mainly in the meter wavelength range. In the decameter range, the type III storm activity is the most common and type U-burst storms have never been mentioned. But Nançay high sensitivity observations show that the U-storm activity is quite a common phenomenon in this frequency range; the U-bursts are generally observed with type III bursts in the same storm.

U-bursts are very often diffuse, particularly at their top, as in the 820225 event (Fig. 4). But this is not always the case, and in much less numerous events, the U-bursts are very thin, that is the width of the U-branch remains nearly constant even near the top (Fig. 5).

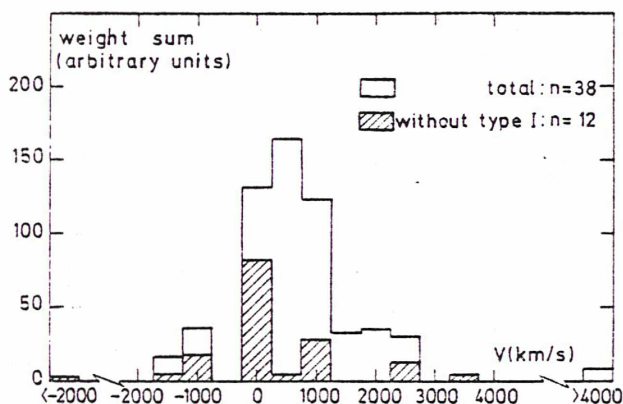


Fig. 8. Weighted histogram of the equivalent vertical speed, computed from the TFD (turning frequency drift) of U-burst groups recorded in the 470–25 MHz range (1979–1982), using the coronal density models 20 x Saito (1970). Note the preponderance of the 3 central boxes 0–1000 km s⁻¹. Hatched boxes are for groups which are definitely not associated with type I bursts; they are much more grouped around $V \approx 0$ km s⁻¹.

3. The drift of the turning frequency in type U groups

Out of 56 type U burst groups observed over 1979–1982, we selected the “classical” type U groups, and within each of them we tried to isolate a regular series of bursts with their tops more or less aligned (this set often includes the whole group). Then we measured the global frequency drift of these U burst tops, or turning frequency drift (TFD).

We have a total of 35 TFDs from the meter spectrograph, and 3 from the decameter spectrograph. Taking into account the error bars, 22 TFDs are definitely negative, 7 positive and 9 without any measurable drift. We have converted the TFDs df/dt into the equivalent vertical speed V , using the coronal model 20 X Saito (1970) as it has been observed by Dulk et al. (1976) in coronal transients.

We took into account the radiation mode (F or H) as we could deduce from the eventual presence of type Is at Us feet ($\rightarrow F$), or from the presence of both modes.

The conversion formulas are:

$$F \rightarrow V = \frac{df}{dt} \left/ \frac{df_p}{dz} \right. (f)$$

$$H \rightarrow V = \frac{1}{2} \cdot \frac{df}{dt} \left/ \frac{df_p}{dz} \right. \left(\frac{f}{2} \right),$$

where f is the U top mean frequency, and df_p/dz the plasma frequency gradient in the chosen coronal model. When we could not guess the mode (\sim half of the cases), we took F . An error on the mode introduces an error of $\sim 50\%$ on V , and changing the model by a factor 10 (e.g. 5–50 x Saito) introduces a variation of V by only a factor 2.

We also gave to each measurement a weight depending on the estimated accuracy, on the duration of the U group and on the number of bursts in it. The weighted mean is found to be equal to:

$$V = 790 \text{ km s}^{-1}.$$

The accuracy on the mean is 270 km s⁻¹ and the standard deviation 1600 km s⁻¹.

Figure 8 shows the resulting weighted histogram. Near 3/4 of (weighted) events are in the range 0–1000 km s⁻¹ (± 250 km s⁻¹). On this histogram, we have distinguished U groups which are definitely not associated with type I bursts (hatched area) from the others which can be associated with type Is. The former are more clustered around $V=0$ or not.

Furthermore we have noticed that those U groups which are associated with a type II burst appear to drift still more systematically, and at a rate higher than the average.

III. Type U burst generation

In this section, the properties of U-bursts, mainly the decreasing turning frequency, and the associated radio emissions, lead us to propose that U-bursts often occur in expanding arches.

1. Type I-type U generation

It is well admitted now that type U bursts are similar to type IIIs, but excited by electrons propagating in a magnetic arch. In Paper II, it was suggested that type Is can be associated with type Us just as they can be with type IIIs. In that case, the type I source is located at the foot-leg of the arch and the same electrons successively generate I and U bursts.

The present observations provide good support to these ideas. In the 810627 event, the simultaneous frequency drift of the type I chain and type U turning points and the anchorage of type Us in type Is show that the same electrons can generate the 2 kinds of bursts in turn.

In Paper II, it was shown that the electrons can give rise successively to both burst types because their velocity, essentially perpendicular to the magnetic field at the source, is converted into parallel one as they are propagating (cf. the Appendix). This $v_{\perp} \rightarrow v_{\parallel}$ process occurs when the magnetic field decreases with altitude, which is equivalent to an increasing cross-section of the flux tube with height. It will be called a “divergent” magnetic field, as opposed to a “parallel” one whose cross-section is uniform.

We conclude that these many U-bursts which are associated with type I bursts occur in magnetic arches where field lines diverge upwards, and this property is precisely one characteristic of expanding arches.

2. Type U group – transient loop association

a) The 810627 event

It is tempting to link the concomitant frequency drift towards low frequencies of type Us and type Is, in the 810627 event, to the probable occurrence of a coronal transient at the same time. We would thus have a radio visualization of the ejection of a magnetic arch.

The type I source is located somewhere near a foot of the arch (Paper II); its frequency decreases either because the source is carried upwards with the bulk motion, or because the local density decreases even at constant height due to leakage of matter upwards, as observed by Anzer and Poland (1979). As a confirmatory piece of evidence, with the 2-dimensional Nançay Radioheliograph, Lantos et al. (1981) and Kerdraon et al. (1983) have recently been able to localize an intense noise storm in one leg of a transient loop.

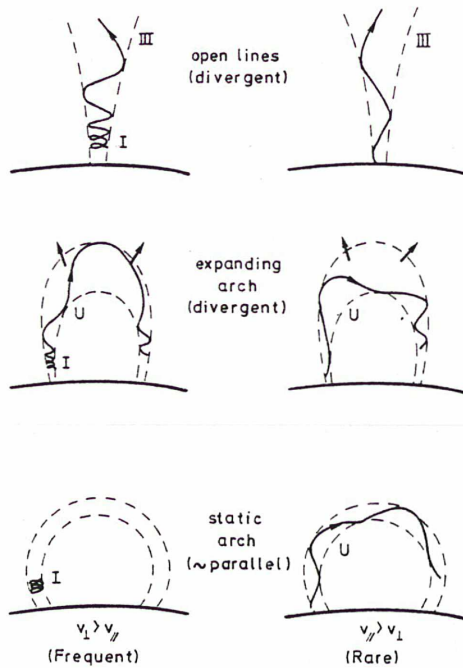


Fig. 9. Schematic illustration of the influence of the magnetic structure geometry and of the source pitch angle on the burst generation. This explains the observations: few type Us in stable loops, occurring without type I

The type Us are produced by electron streams following the arch whose top goes upwards. Thus the top density and the corresponding turning frequency of successive Us decrease. To the observed frequency drift of type U tops, $df/dt = -0.6$ MHz/s, corresponds a vertical speed of 1100 km s^{-1} . This speed is typical of fast coronal transients (Poland et al., 1981). The regular increase of the electron apparent speed deduced from type U ascending branch frequency drift (Fig. 3) is the consequence of the magnetic field line stretching due to the transient. Indeed since the field lines progressively diverge, the $v_{\perp} \rightarrow v_{\parallel}$ process becomes more and more efficient, and the stream electrons go faster and faster. The frequency drift increase might also result from an increase of the density gradient along the arch while the matter is expelled upwards or from the stream direction becoming more and more vertical as the arch expands.

b) Generalization

In many other cases, large type U groups are accompanied by type II bursts, generally indicative of coronal transients. Moreover in the last section, we have established on a statistical basis that a majority of type U groups present a global turning frequency drift corresponding to an upward vertical speed between about 0 and 1000 km s^{-1} (Fig. 8), which is in the range of coronal transient speeds (Gosling et al., 1976; Poland et al., 1981). We conclude that in most cases type U bursts do occur in expanding magnetic arches. This result solves the problem pointed out by Suzuki (1978) who noted that since all high loops ($\geq 1 R_{\odot}$) are expanding, low frequency type Us should show a drifting turning frequency.

Two alternative interpretations could be considered, although very unlikely. If the magnetic tube is fixed but emptying, then f_p decreases at any point; this is neither a known phenomenon nor a

probable one. If the acceleration region moves outwards across the field lines, successive streams will follow different loops, higher and higher; but at the present time, neither observation nor theory can support this interpretation. Moreover and most importantly, both of these alternatives are unlikely to produce the regular frequency drift observed in the biggest events, or an equivalent upward speed just in the same range as transient loops.

3. Consequences on magnetic field geometry and on the acceleration source

The preceding results are now interpreted in the frame of Paper II model. According to the magnetic field geometry, three scenarios can be considered (Fig. 9):

Open field lines: Radio observations (Mercier, 1975; Dulk et al., 1979) and interplanetary electron observations (Lin, 1974) show that in type III producing regions the magnetic field is divergent. The $v_{\perp} \rightarrow v_{\parallel}$ process occurs. Type Is and/or type IIIs can be emitted.

Transient loops: Skylab observations (McQueen, 1980) show that transient loops are divergent. The $v_{\perp} \rightarrow v_{\parallel}$ process occurs. Type Is and/or type Us can be emitted.

Static loops (as opposed to transient loops): From corona X-ray pictures it seems that static loops are nearly parallel or at least much less divergent than transient loops (see for example Fig. 14 in Rust, Hildner, 1980). These loops are generally stable for a few hours. The conditions of stability of static loops have been reviewed by Priest (1981). In this case, the $v_{\perp} \rightarrow v_{\parallel}$ process would not occur. Type I or type U bursts are emitted. This is in agreement with Fig. 8 which shows that, around $V \sim 0$ type Us are more often without type Is than for $V \geq 100 \text{ km s}^{-1}$.

We can explain now, how the geometrical difference between transient and static loops directly leads to the occurrence of type Us preferentially in transient loops (Fig. 8). Indeed, type I-type U association implies $v_{\perp} > v_{\parallel}$ at the source. Thus U bursts can hardly occur in static loops. Moreover since there are many more static loops than transient ones, this helps to explain the old paradox: there are many fewer type Us than type IIIs whereas closed magnetic lines cover a much larger area on the Sun than open lines.

In conclusion, our model requires both conditions:

- static loops are less divergent than transient loops
- electrons are accelerated in a type I source region with $v_{\parallel} < v_{\perp}$.

4. Thin type U bursts

The duration of a type III or U burst at a given frequency is more or less directly related to the length of the electron beam. Thus when duration hardly increases during the burst, the dispersion of the stream Δv_{\parallel} has to be and to remain very small. From the expression for $v_{\parallel}(r)$ (last equation of Appendix), this will occur if the acceleration process itself gives a small v_{\parallel} dispersion and if:

- either v_{\perp} dispersion also is small
- or B has no large gradient along the field lines.

The second possibility is the most probable since it is less stringent for the acceleration process while fitting nicely earlier considerations upon static loops. Thus, thin type Us would be produced in weakly diverging (i.e. probably static) loops, by electrons accelerated in such a way they all have about the same large v_{\parallel} . This appears to be possible for instance in a type IV environment (Fig. 5).

With different reasoning based on the evolution of the lateral source dimension, Stewart and Vorpahl (1977) have already suggested that type Js could be produced in more strongly diverging loops than type Us.

IV. Transient loop model

1. The physics of the ejection of a coronal loop

The physics of transients has been studied by many authors (Hildner et al., 1975; Dulk et al., 1976; Mc Queen, 1980; etc. . .) and recently summarized by Dryer (1982). The nature of the driving force which provides the acceleration is not yet known: driving force of magnetic origin (Mouschovias and Poland, 1978; Pneuman, 1980; Low, 1981; Wagner et al., 1981) or driving force provided by a pressure of energy pulse (Dryer et al., 1979; Steinolfson et al., 1978; Nakagawa et al., 1978). The scenario of a coronal mass ejection is however now well established. It starts with magnetic activity at the solar surface which gives rise to a flare or an eruptive prominence. Then the field lines of the associated coronal loop start to stretch more and more as the loop expands while its volume increases and its density decreases. All these phenomena are supported by optical observations. In particular it is well admitted now that the white light front ahead of the loop is an MHD shock. Behind this front is the compression region at 10 times the ambient density.

Let us now consider if the events described in this paper are consistent with the coronal transient models and what our observations can add to our understanding of the physics of transients.

2. The radio event as a signature of a transient loop

The radio signature of a fast transient is generally thought of as type II and IV bursts (e.g. Maxwell and Dryer, 1951; Wagner et al., 1981). We have shown that it can also consist of type Us and type Is. We are thus led to the following global view. Fast transients are preceded by a MHD shock, eventually emitting a type II burst. Below, in the compression region, we may have a moving type IV. Slow transients produce neither type II nor type IV (Gosling et al., 1976). Somewhere in the neighborhood of the bright white light loop, we may have a drifting type U group, even in slow events not preceded by a type II. When it occurs, the type U group generally lasts much less than the whole event. Still lower in the corona, in the legs or feet of the transient loop, we may have a continuum of variable type: drifting type I chain (present paper), noise storm (Lantos et al., 1981; Kerdraon et al., 1983), type IV (Gergely et al., 1979).

3. Physical parameters of transient loops

When they occur, type U and type I emissions provide us with an invaluable tool to follow the density evolution at the top and at the foot of the loop; in addition, type Is may give some indication of the magnetic field at the foot and of the predominant driving forces of the shock front.. This has been done for the 810627 event.

a) Thermal to magnetic energy ratio β

Many theories have been proposed to explain type I emission; the most recent are: Mangeney and Veltri (1976a, b), Melrose

(1980), Suzuki and Kawamura (1980), Benz and Wentzel (1981). As in Papers I and II we shall tentatively use that of Mangeney and Veltri. According to this theory type Is can be emitted only when the plasma frequency f_p is a few times greater than the gyro-frequency f_c . The emission frequency f is slightly greater than f_p and is an harmonic ν of f_c :

$$f = a f_p = \nu f_c$$

with, around 300 MHz: $a = 1.2$ and ν (integer) ~ 5 which gives the maximum growth rate.

Consequently, the simple fact that type Is are observed at a frequency f would give both:

- the electron density, $n_e = \frac{4\pi^2 m e_0}{e^2} \times \frac{f^2}{a^2}$

- the magnetic field, $B = \frac{2\pi m}{e} \times \frac{f}{\nu}$

(m, e = electron mass and charge). This results in a thermal to magnetic energy ratio independent of f :

$$\beta = \frac{\frac{3}{2} n_e k T_e}{\frac{1}{2\mu} B^2} = \frac{3 k T_e}{m C^2} \times \frac{\nu^2}{a^2}$$

(T_e = electron temperature and C = velocity of light). With $T_e = 1.5 \cdot 10^6$ K, and $\nu \sim 5$, we get $\beta \sim 0.01$.

As far as Mangeney and Veltri's theory is valid, this low β value shows that transient loops where type Is occur are magnetically controlled at the foot leg. This is in agreement with other observations of transient loops (e.g. Dulk et al., 1976).

b) Evolution in the arch (810627 event)

Using the above expressions for $n_e(f)$ and $B(f)$ for type Is, and considering that U bursts in this event are fundamentals, the observed evolution of type I and type U top frequencies (Sect. II-1) gives the following evolution in the arch: at the top, the electron density evolves from $7 \cdot 10^8$ to $3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ in 2.5 min (giving an e-folding time of ~ 3 min); at the foot, it evolves from $9 \cdot 10^8$ to $4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ in 8 min (e-folding time 11 min), with B decreasing from 23 to 16 G (e-folding time 21 min). These e-folding times are lower limits: if the type I source moves itself upwards with the bulk motion, the decrease of n_e and B at constant altitude will be slower than computed from the source frequency decrease.

We point out that unlike the magnetic field strength, the local density we deduce from type Is frequency is about the same in all theories. Thus, our result for the decrease of n_e faster at top than at foot, is fairly reliable. It agrees with the frequency drift statistically faster for type U tops than for type I chains. These radio burst properties show that the density in transient loops decreases much faster at the top than at the foot.

Conclusion

We have studied a spectacular sequence of solar radio emission recorded in the frequency range 320–150 MHz: a big group of type U-bursts anchored on an intense type I chain, the two emissions drifting towards low frequencies. We show that this observation is probably the first direct radio evidence of the ejection of a magnetic arch in the solar corona: type Is being emitted from the foot and type Us along the arch.

Many other similar events observed in the meter and decameter wavelength range are analysed. We find that the type I-type U association, although difficult to detect, might be as frequent as I-III association. Moreover inside one group of U-bursts the turning frequency generally decreases at a rate typical of coronal transient speeds.

The observation of these events is a remarkable confirmation of the model proposed by Leblanc and Aubier (1977) and Aubier et al. (1978): the same electrons give rise successively to both burst types as their velocity is progressively converted during propagation, from perpendicular to parallel to the magnetic field. This occurs when the magnetic field strength decreases upwards (divergent field by opposition to a uniform field). Within this framework we propose a model of I-U burst generation.

The main conclusions of this study are that U-bursts occur preferentially in transient loops (divergent) and that statistically the electrons in the source of type Us have the perpendicular velocity component greater than the parallel one. The occurrence of thin U-bursts is discussed with respect to the magnetic field geometry and the v_{\perp} , v_{\parallel} dispersion.

The physics of transient loops is considered in the light of these observations. It was well known that type II-type IV emission is associated with transients. We show that type I-type U drifting bursts are also associated with transient loops and their observation provides us with an invaluable tool to follow the density evolution at the top and at the foot of the loop. One important result is that the local electron density decreases inside the expanding arch faster at the top than at the foot. But the missing data is the height of the observed events. This data can be known from white light coronal observations and then a direct comparison of electron densities and velocities could be done.

Appendix

Brief review of the behavior of electrons in a magnetic flux tube

In Paper II, Aubier et al. invoke the following mechanism to explain how a same electron stream can give rise successively to type I and type III or U burst. We think it is useful to review it briefly because it appears to be a key mechanism, which will also help to explain why type Us preferentially occur in transient loops, in connection with coronal magnetic field geometry.

Let s be the cross-section of a magnetic flux tube, and B the magnetic field; we have B proportional to s^{-1} .

A given electron, of total speed v , has 2 invariants:

$$v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 = v^2$$

$$\frac{v_{\perp}^2}{B} = \frac{v^2}{B_0}$$

As a consequence, the electron spirals on the surface of a given flux tube, with a pitch angle α given by $\sin \alpha = (B/B_0)^{1/2}$, and cannot go farther than the "mirror point" $r = r_0$, given by $B(r_0) = B_0$.

The first order development of B gives the following equation for the movement of the guiding center near the mirror point:

$$r = r_0 - \frac{v^2}{4L} (t - t_0)^2,$$

where L = the scale length of $B = B_0/\nabla B_0$.

An electron thrown with a purely perpendicular velocity is thus quickly ejected towards low fields, that is in the sense where the flux

tube widens. This mechanism is the more efficient, the smaller is L , that is the faster the tube diverges.

v_{\perp} is progressively converted into v_{\parallel} according to:

$$v_{\parallel}(r) = \left[v_{\parallel 1}^2 + v_{\perp 1}^2 \left(1 - \frac{B(r)}{B_1} \right) \right]^{1/2},$$

where index 1 is for some position $r = r_1$.

When v_{\parallel} has become high enough compared to the thermal velocity, it produces $\partial f/\partial v > 0$ in some range of the total distribution function (ambient + stream). This results in the amplification of plasma waves, which in turn give radio emission.

In conclusion, a localized suprathermal electron population will give a "directed" stream suitable for type III or U burst generation if:

either the suprathermal electrons have strong v_{\parallel} whatever the field geometry (even parallel)

or the magnetic lines diverge upwards, whatever the 3-dimensional distribution function of the electrons (even with $v_{\parallel} \cong 0$).

Acknowledgements. We thank C. Caroubalos for pointing out the 810627 event to our attention and J. L. Steinberg, A. Boischot, F. Genova, and D. Rust for helpful comments. We are indebted to J. Renaud, A. Gerbault, and R. Crepel for the data acquisition and handling.

References

- Anzer, U., Poland, A.I.: 1979, *Solar Phys.* **61**, 95
 Aubier, M.G., Leblanc, Y., Møller-Pedersen, B.: 1978, *Astron. Astrophys.* **70**, 685 (Paper II)
 Benz, A.O., Wentzel, D.G.: 1981, *Astron. Astrophys.* **94**, 100
 Boischot, A., de la Noë, J., Møller-Pedersen, B.: 1970, *Astron. Astrophys.* **4**, 159
 Boischot, A., Rosolen, C., Aubier, M.G., Daigne, G., Genova, F., Leblanc, Y., Lecacheux, A., de la Noë, J., Møller-Pedersen, B.: 1980, *Icarus* **43**, 399
 Dryer, M.: 1982, *Space Sci. Rev.* **33**, 233
 Dryer, M., Wu, S.T., Steinolfson, R.S., Wilson, R.M.: 1979, *Astrophys. J.* **227**, 1059
 Dulk, G.A., Melrose, D.B., Suzuki, S.: 1979, *Proc. Astron. Soc. Australia* **3**, 375
 Dulk, G.A., Smerd, S.F., Mac Queen, R.M., Gosling, J.T., Magun, A., Stewart, R.T., Sheridan, K.V., Robinson, R.D., Jacques, S.: 1976, *Solar Phys.* **49**, 369
 Dumas, G., Caroubalos, C., Bougeret, J.L.: 1982, *Solar Phys.* **81**, 383
 Duncan, R.A.: 1981, *Proc. Astron. Soc. Australia* **4**, 230
 Elgarøy, Ø.: 1977, *Solar Noise Storms*, Pergamon Press
 Gergely, T.E., Kundu, M.R., Munro, R.H., Poland, A.I.: 1979, *Astrophys. J.* **230**, 575
 Gosling, J.T., Hildner, E., Mac Queen, R.M., Munro, R.H., Poland, A.I., Ross, C.L.: 1976, *Solar Phys.* **48**, 389
 Hildner, E., Gosling, J.T., Hansen, R.T., Bohlin, J.D.: 1975, *Solar Phys.* **45**, 363
 Kerdraon, A., Pick, M., Trotter, G., Sawyer, C., Illing, R., Wagner, W., House, L.: 1983, *Astrophys. J.* **265**, L19
 Kundu, M.R.: 1965, *Solar Radio Astronomy*, Interscience Publishers
 Lantos, P., Kerdraon, A., Rapley, G.G., Bentley, R.D.: 1981, *Astron. Astrophys.* **101**, 33

- Leblanc, Y., Aubier, M.G.: 1977, *Astron. Astrophys.* **61**, 353 (Paper I)
- Lin, R.P.: 1974, *Space Sci. Rev.* **16**, 189
- Low, B.C.: 1981, *Astrophys. J.* **251**, 352
- Mac Queen, R.M.: 1980, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* **297**, 605
- Mangeney, A., Veltri, P.: 1976a, *Astron. Astrophys.* **47**, 165
- Mangeney, A., Veltri, P.: 1976b, *Astron. Astrophys.* **47**, 181
- Maxwell, A., Dryer, M.: 1981, *Solar Phys.* **73**, 313
- Melrose, D.B.: 1980, *Solar Phys.* **67**, 357
- Mercier, C.: 1975, *Solar Phys.* **45**, 169
- Mouschovias, T.C., Poland, A.I.: 1978, *Astrophys. J.* **220**, 675
- Nakagawa, Y., Wu, S.T., Han, S.M.: 1978, *Astrophys. J.* **219**, 314
- Pneuman, G.W.: 1980, *Solar Phys.* **65**, 369
- Poland, A.I., Howard, R.A., Koomen, M.J., Michels, D.J., Sheeley Jr., N.R.: 1981, *Solar Phys.* **69**, 169
- Priest, E.R.: 1981, *Solar Active Regions*, Colorado Associated Press; ed. F. Q. Orrall, p. 215
- Rust, D.M., Hildner, E.: 1980, *Colorado Associated University Press*; ed. P. A. Sturrock, p. 273
- Saito, K.: 1970, *Ann. Tokyo Astron. Obs. 2nd Ser.* **12**, 53
- Steinolfson, R.S., Wu, S.T., Dryer, M., Tandberg-Hanssen, E.: 1978, *Astrophys. J.* **225**, 259
- Stewart, R.T., Vorpahl, J.: 1977, *Solar Phys.* **55**, 111
- Suzuki, S.: 1978, *Solar Phys.* **57**, 415
- Suzuki, I., Kawamura, K.: 1980, *Relation between laboratory and Space plasmas*, Proc. internat. workshop, Gakushi-Kaikan, Tokyo; ed. H. Kikuchi, p. 285
- Wagner, W.J., Hildner, E., House, L.L., Sawyer, C., Sheridan, K.V., Dulk, G.A.: 1981, *Astrophys. J.* **244**, L123

Article 9

Non-collisional decay of solar type U radio bursts

M. Poquérousse, J. L. Bougeret, and C. Caroubalos*

Observatoire de Paris, Département de Recherche Spatiale, CNRS-LA 264, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

Received November 23, 1983; accepted February 8, 1984

Summary. We study the decay time τ of solar type U radio bursts in the frequency range from 470 MHz to 150 MHz using high time resolution digital records of the Nancay Multichannel Radio Spectrograph. We find that τ is larger for the descending branch of the type U than for the ascending branch at the same frequency. We also find that τ increases with decreasing frequencies for the ascending branch, while τ does not exhibit any clear statistical dependence on frequency for the descending branch; on the contrary τ clearly increases with the elapsed time. Hence τ appears to be much more beam dependent than medium dependent. We interpret this as a new, strong indication that at high frequencies the time profile of a type III burst is similar to that of the exciter, thus indicating that plasma waves decay no slower than the exciter. This extends to the low corona a property previously established in the solar wind. It may be accounted for by various damping mechanisms (classical collisional damping, Landau damping on the tail electrons...); in the low corona conditions, a possible process is also through plasma wave refraction outside narrow overdense fibers, resulting in their fast Landau damping.

Key words: solar corona – radio radiation – type III bursts – type U bursts – plasma physics

I. Introduction

Suprathermal electron beams are frequently injected in the solar atmosphere from active centers and guided along magnetic field lines. In doing so they excite plasma waves all along their path, giving rise to type III radio bursts through various scattering mechanisms (Wild, 1950; Wentzel, 1982). When the field lines extend high in the corona or into the interplanetary medium the electron beams produce the usual type IIIs whose frequency f decreases monotonically with time. But when the beams propagate along closed field lines (loops confined in the corona) they produce type U bursts whose frequency first decreases (ascending branch) and then increases (descending branch). Velocity dispersion results in a gradual longitudinal expansion of the electron beam, so that the type III duration is nearly proportional to the distance R to the Sun, or to $\sim 1/f$ far enough from the Sun where the ambient density varies nearly as R^{-2} (Fainberg and Stone, 1974).

The burst decay at a fixed frequency is observed to be exponential and the decay time τ is nearly proportional to R . In the

corona, this decay time is of the same order as the theoretical decay time τ_c of plasma wave collisional damping and the observed decay profile was originally interpreted as collisional damping (Jaeger and Westfold, 1949). However, τ_c increases faster than R and becomes much larger than the observed τ at low frequencies (Alexander et al., 1969; Hartz, 1969); this discrepancy has been explained through plasma wave Landau damping in the solar wind, either on the non-maxwellian tail of the electron distribution function (Harvey and Aubier, 1973; Aubier, 1974) or on the trailing part of the electron beam (Zaitsev et al., 1972; Takakura and Shibahashi, 1976). The damping is then fast enough for the observed time profile to be similar to the exciter profile itself, which depends as a whole on the complex beam-plasma interaction (Papadopoulos et al., 1974; Harvey, 1976; Magelssen and Smith, 1977; Takakura, 1982; Grogard, 1983). Goldstein et al. (1979) have obtained some good fits to observations using strong turbulence theory; in this interpretation the burst time decay is related to the statistical evolution of a great number of plasma solitons.

Nevertheless, these theories mainly concern the solar wind conditions; they do not directly apply to the low corona for the main following reasons: the electron distribution of the exciter beam has not yet been deeply modified by propagation and is still strongly source dependent; near the burst starting frequency (weak radio emission), we certainly deal with a low turbulence regime; the ambient physical conditions in the low corona are quite different from those in the interplanetary medium. As τ is of the same order as τ_c at high frequencies, the question is to know which of the two following hypotheses holds in the corona:

Hypothesis I: plasma waves decay more slowly than the exciter power; then the observed radio burst decay corresponds to free collisional damping; τ is independent of the beam and mainly depends on the frequency f (through the plasma electron density and temperature).

Hypothesis II: plasma waves decay as or more rapidly than the exciter power; then the observed decay corresponds to the beam decay; τ depends on the beam expansion and increases as the elapsed time t from the beam ejection; it also depends on the characteristic time T for one given point of the beam to cross the plasma frequency scale length.

In favor of hypothesis II, a statistical correlation has been observed at fixed frequency between τ and the time D_e from the start of the burst up to the start of the exponential decay ("exciter duration") (Aubier and Boischot, 1972; Barrow and Achong, 1975; Poquérousse, 1977).

Send offprint requests to: M. Poquérousse

* Also at Department of Physics and Electronics, University of Athens, Greece

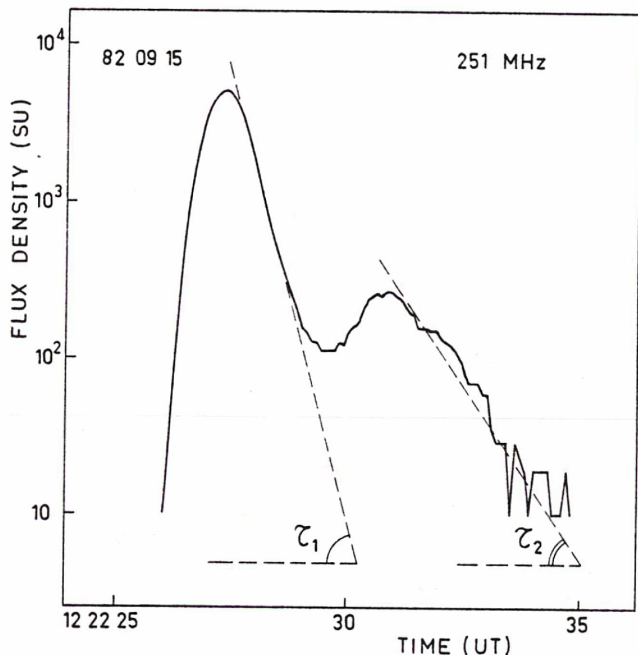


Fig. 1. A type U time profile plotted on a logarithmic scale from digitized data, illustrating the measurement of the decay time τ on the two branches (slope of the linear parts). $1 \text{ SU} = 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$

In the present paper, we propose a new observational test based on the comparison between the values of τ in ascending (τ_1) and descending (τ_2) branches of type U bursts. For a given burst, if hypothesis I is true, we should observe $\tau_1 = \tau_2$ at the same frequency; on the contrary if hypothesis II is true, we should observe $\tau_1 < \tau_2$, the difference increasing when going away from the turning frequency.

For a long time it has been noted on radiospectrograph films that the type U descending branches are more diffuse than the ascending ones. But it is difficult to tell whether that effect is due to a larger duration D_e , or to a larger decay time τ , or to sensitivity effects. Here we use a sensitive digital multichannel and high time resolution instrument particularly well suited for this kind of study.

After describing our observations and measurements in Sect. II, in Sect. III we determine the type U decay times τ on both branches as a function of f , t and T and develop a simple model. The results are discussed in Sect. IV.

II. The observations

Our observations were made with the Nancy digital multichannel radiospectrograph (Dumas et al., 1982). The outputs of 100 frequency channels 1 MHz wide, nearly logarithmically spaced between 470 and 150 MHz, are recorded on film, and 32 of them are also recorded on digital magnetic tape at 10 Hz sampling frequency.

We have selected 17 isolated and intense type Us or Js in the period 1979–1982. For each of them we have measured the decay times τ_1 for the ascending branch and τ_2 for the descending branch on as many frequency channels as possible, using computer plots of the digital data. With our logarithmic output the exponential decay part $e^{-t/\tau}$ appears as a straight line whose slope is τ (Fig. 1).

τ_1 is hardly measurable near top (turning point) because of the blending of the two branches, and τ_2 is hardly measurable far from top because the intensity decreases rapidly on the descending branch. Consequently, a given type U generally yields two series of measurements with a gap between them: the τ_1 series far from top and the τ_2 series near top. For each measurement τ_1 or τ_2 , we have also measured for the corresponding branch and frequency the time of maximum intensity t_M and the characteristic frequency drift time $T = f|dt/df|$, which is the time for one given point of the beam to cross the plasma frequency scale length H .

τ and T are measured to a few percent, and t_M to ~ 0.1 s. But the actual accuracy is much worse because bursts are often blended with weak superposed components which cannot be simply dissociated from the main relaxation phase.

Figure 2 shows three type Us:

– The first two look like type Js on the film (a), but their descending branches are clearly seen on the more sensitive digital plot (b); each of them presents turns down at two different frequencies, which is a common occurrence; probably the exciter beam travels along two magnetic loops whose tops are at different altitudes.

– The third one (820205) exhibits a remarkably intense and long descending branch further followed by an ascending branch. Such bursts are not uncommon and their properties will be analyzed in a forthcoming paper. Two of them are included in our set. The 820205 event is the one for which the descending branch could be measured the farthest. It will hereafter be referred to as the *exceptional type U*.

We have plotted in (c) the measured decay time τ as a function of the frequency f for each of these 3 bursts. The error bars are for measurement itself; as we have noted, they are smaller than if we took into account the uncertainty related to the presence of underlying weak components.

III. Results and interpretation

1) Test of hypothesis I: $\log \tau - \log f$ diagram

The collisional (Coulomb) decay time is given by (Jaeger and Westfold, 1949):

$$\tau_c = k N_e^{-1} T_e^{3/2} \quad (N_e, T_e = \text{electron density, temperature}).$$

The validity of this formula and the value of the (near) constant k have been discussed by Riddle (1974).

At the coronal levels of concern here, T_e does not vary very much with altitude. Thus, assuming hypothesis I, we would expect the experimental relation $\tau \propto f^{-2}$ to hold, and we should have $\tau_1 \approx \tau_2$ at a given f . However, all the observed events systematically show quite a different behavior: τ jumps abruptly from the ascending to the descending branch (Fig. 2c).

At a given frequency f , let $\Delta \log \tau = \log \tau_2 - \log \tau_1$. The mean and standard deviation are: $\langle \Delta \log \tau \rangle = 0.34$, $\sigma = 0.14$ for the 22 pairs (τ_1, τ_2) we have been able to measure from 10 different bursts.

To make use of all measured τ , most of which are not in a pair (τ_1, τ_2) , we have considered the difference $\Delta \log \tau'$ between each $\Delta \log \tau_2$ and the law $\tau \propto f^{-2}$ passing through the barycenter of the $(\log f, \log \tau_1)$ points and extrapolated towards low frequencies. That is:

$$\Delta \log \tau' = \log \tau_2 - \langle \log \tau_1 \rangle + 2(\log f - \langle \log f_1 \rangle).$$

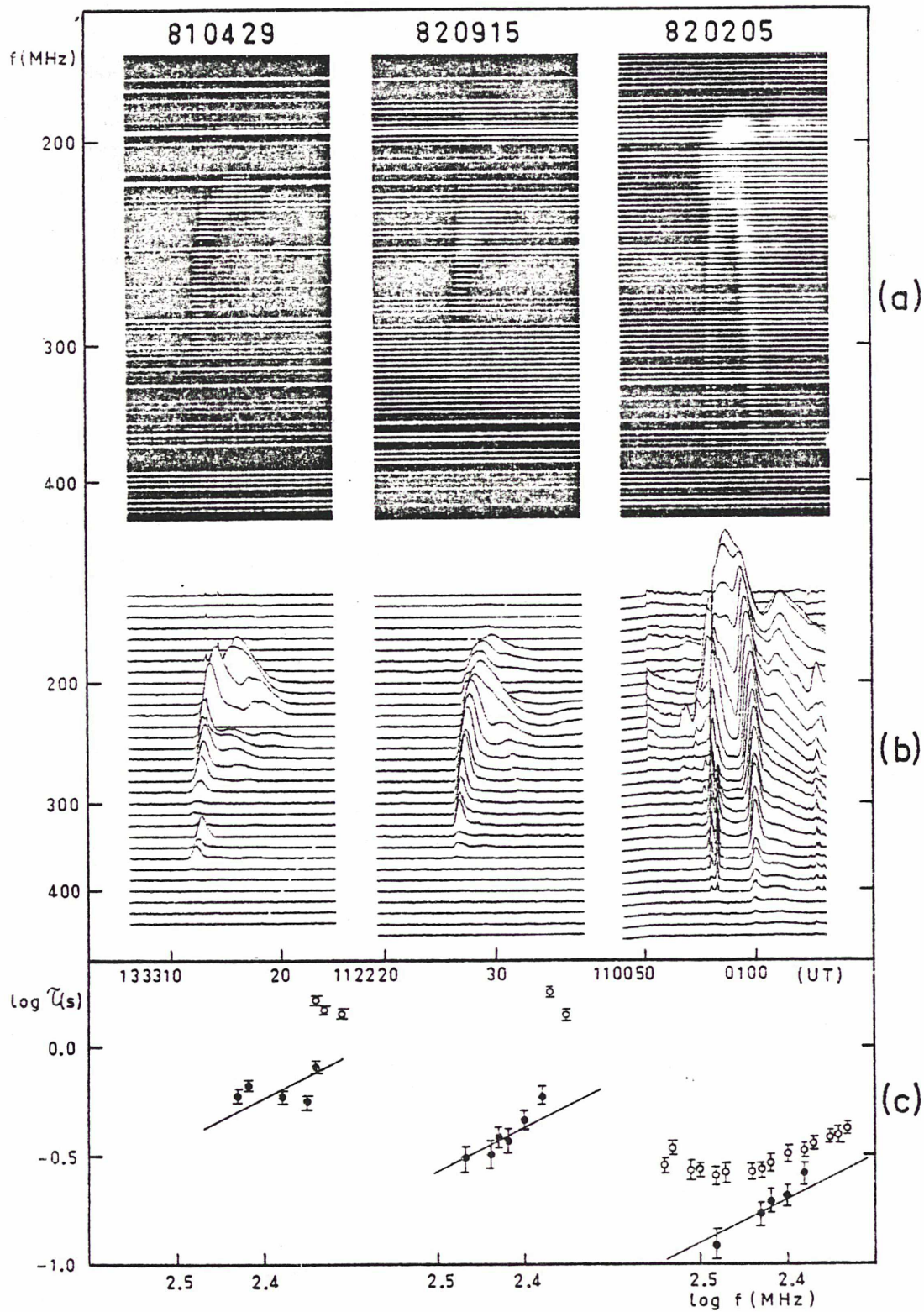


Fig. 2a-c. Dynamic spectrum displayed on film (a) and from the digitized data (b) for 3 type U's. The lowest panel (c) shows the decay time τ versus frequency: \bullet ascending branch (τ_1); \circ descending branch (τ_2); the straight line shows $\tau \propto f^{-2}$; it is drawn through the barycenter of the ascending branch points. The descending branch decreases more slowly than the ascending branch at fixed frequency

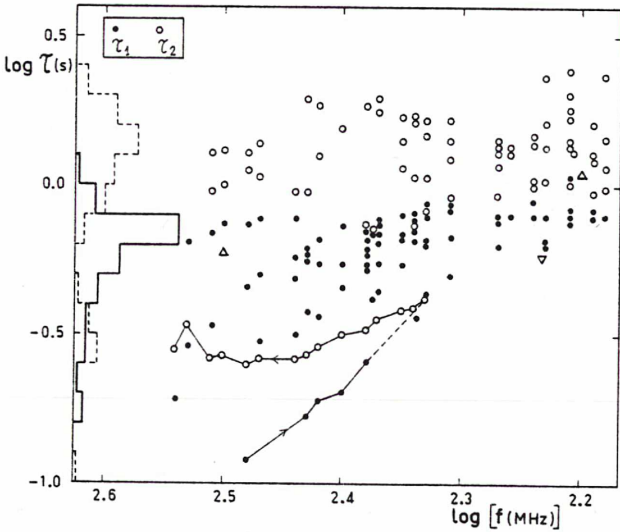


Fig. 3. Scatter diagram of the decay time versus frequency for all selected type Us. The line connects the data points of the exceptional type U (rightmost event of Fig. 2); for this burst the arrows indicate the direction of time while the dashed line shows the connection of the ascending to the descending branch. (Note the characteristic behavior of the descending branch: fast decrease followed by a possible increase). τ_2 is statistically larger and less frequency dependent than τ_1 . On the left: histograms of ascending (solid line) and descending (dashed line) branches. The triangles indicate previous decay measurements on normal type IIIs: Δ Elgaroy, Lyngstad (1972); ∇ Poquérusse (1977)

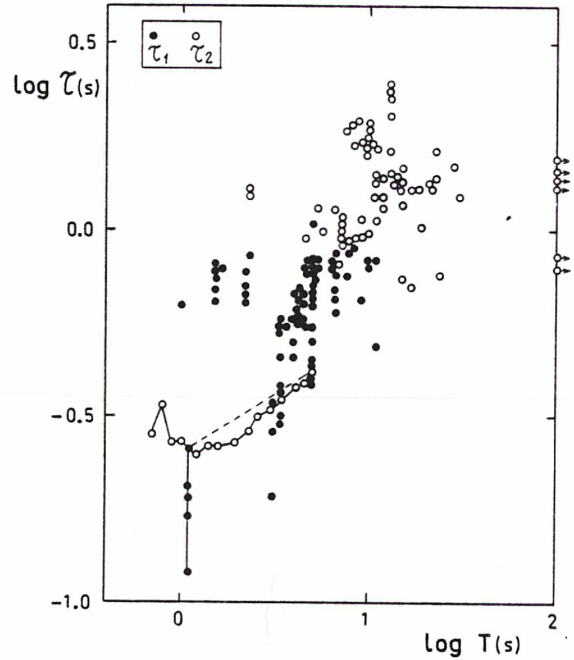


Fig. 5. Decay time τ versus characteristic frequency drift time $T = f dt/df$. (The line connects the data points of the exceptional type U). τ statistically increases with T

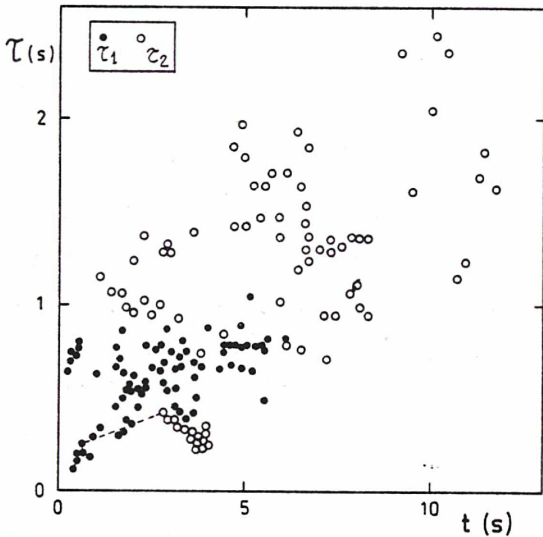


Fig. 4. Decay time versus the elapsed time referred to the assumed start of the exciter beam at 470 MHz. (The line connects the data points of the exceptional type U.) τ linearly increases with t

The mean and standard deviation are: $\langle \Delta \log \tau \rangle = 0.24$, $\sigma = 0.20$ for the 80 measured τ_2 on the 17 type U bursts. We note that if we had used the law $\tau \propto f^{-1}$ which is observed at low frequencies we would have obtained even higher values of $\Delta \log \tau$. We also note that if it were possible to remove the effects of the superposition of ascending and descending branch τ_1 would tend to decrease.

From all of the above considerations, we are forced to conclude that τ_2 is systematically larger than the corresponding τ_1 . Typically, near 200 MHz, we find: $\tau_1 \approx 0.7$ s, $\tau_2 \approx 1.4$ s.

The scatter diagram in Fig. 3 shows that this difference between τ_2 and τ_1 is still conspicuous even when superposing type U's with widely different turning frequencies and durations. The points which are connected pertain to the exceptional type U. Figure 3 also shows that τ_1 increases with decreasing f as for normal type III's, but that τ_2 does not exhibit any clear statistical dependence on frequency. Comparing to normal type III's, τ_1 values are quite similar, τ_2 are larger.

All of these results are in conflict with hypothesis I.

2) Test of hypothesis II: $\tau - t$, $\log \tau - \log T$ diagrams

Within the framework of hypothesis II, the duration of a burst is approximately proportional to the time t elapsed since the beam ejection; the beam source is assumed to be a delta function in space and time and to generate a range of speeds (Zaitsev et al., 1972; Harvey, 1976; Takakura and Shibahashi, 1976). The same property then holds for all other characteristic times of the time profile, in particular τ .

On Fig. 4 we have plotted τ as a function of the following estimation t_M of t . The electron sources are situated somewhere between the photosphere and the starting frequency levels. For want of better knowledge of the source positions, we have assumed that all beams are ejected at the same coronal level, arbitrarily chosen at our highest recorded frequency 470 MHz (all bursts studied start at a lower f). The extrapolation of the ascending branch to this frequency yields the time of origin $t=0$. The error introduced by this rather crude assumption is ≤ 1 s. From this diagram, the decay times τ_1 and τ_2 are approximately proportional to t as predicted by hypothesis II. Further, the values of τ_2 form a simple extension of τ_1 : the difference between τ_1 and τ_2 turns out to be related to the variation of t .

In addition, under hypothesis II, τ depends on the characteristic frequency drift time T defined above. Figure 5 does show such a relation between τ and T . Here, the difference between τ_1 and τ_2 turns out to be related to the variation of T .

In fact, in our statistics t and T are themselves strongly correlated since they are both small (ascending branches, far from top) or both large (descending branches, near top). Consequently we cannot distinguish between the respective effects of either t or T on τ . In any case, τ clearly depends on at least one of these two parameters, in agreement with hypothesis II.

3) A simple model based upon hypothesis II

In the following we examine to what extent simple geometrical considerations based upon hypothesis II can account for the preceding results. Let us assume that the decay time τ observed at a fixed f is some characteristic time for the electron beam (or beam head) to cross a given plasma level; then we have (see Fig. 6):

$$\tau = Z/v \cos \alpha = Z T/H,$$

where v = mean beam velocity, α = angle between the propagation direction s (\parallel magnetic field) and the direction of the density gradient z , $T = f \cdot |dz/df|$, $H = f \cdot |dz_e/df|$, $Z = z$ component of the characteristic length of the electron beam corresponding to the definition of τ .

Z is something like the vertical distance between iso-density surfaces containing plasma wave energy in a ratio e . It is a complicated function (depending on beam geometry) of a characteristic length L along s , of a characteristic width l and of α . In particular:

$$Z \propto L \text{ for } \alpha \sim 0^\circ \text{ (or } 180^\circ) \text{ and } Z \propto l \text{ for } \alpha \sim 90^\circ.$$

Assuming that the beam stretches longitudinally along a magnetic arch (type U) just as along a nearly straight field line (type III), we have $L(t) \propto t$ (elapsed time since ejection). Moreover, $l = i(s)$ = flux tube width at curvilinear abscissa s .

The scale height H can be considered as uniform, so that $T (= H/v \cos \alpha)$ is essentially a function of α . Thus α is a function of T , and τ depends on both parameters t and T , which is in agreement with the observations shown in Figs. 4 and 5.

Moreover, with this simple model, we can predict the two following characteristics of the behavior of τ . First, far from the type U top in the ascending or descending branch we have $\alpha \sim 0^\circ \pm 30^\circ$, so that $\tau \propto L/v \propto t$ just as for type III's. Second, near the top, $\alpha \sim 90^\circ$, so that τ is very large (and determined by the second order terms introduced by magnetic field curvature).

The predicted shapes of $\tau(f)$ and $\tau(t)$ functions are sketched in Fig. 7, together with the typical positions of the 2 series of measurements corresponding to the ascending (τ_1 , solid circles) and descending (τ_2 , open heavy circles) branches. The two clouds of measurement points in the $\log \tau - \log f$ and $\tau - t$ planes are consistent with the predicted functions $\tau(f)$ and $\tau(t)$ but they generally do not allow to clearly distinguish them from simply linear functions. In the case of the exceptional type U only (connected points in Figs. 3 and 4), the descending branch is followed far enough from the top to allow a more significant test; the additional points available in that case are sketched by open light circles: they compare well with the predicted functions (outline of τ minimum inside the descending branch).

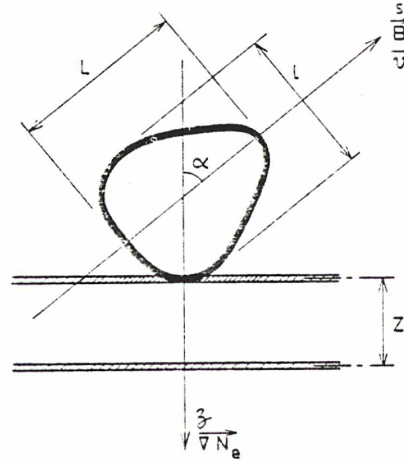


Fig. 6. Schematic beam - medium geometry. The ambient electron density gradient direction is z . The exciter beam propagates at v along the magnetic field direction s . The contour represents a plasma wave energy density iso-level. L and l are respectively the characteristic length and width of the beam. Within the exponential decay part, equally thick iso-ambient density slabs (hatched lanes) containing plasma wave energy in a ratio e are separated by a distance Z . In this model, the observed decay time τ at fixed frequency is the time for the beam to cross Z : $\tau = Z(L, l, z)/v \cos \alpha$

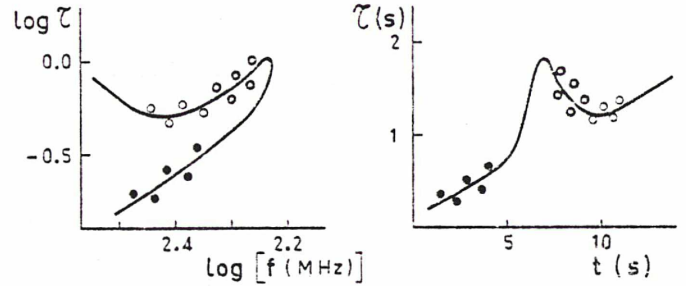


Fig. 7. Expected behavior of τ during a given type U burst, in the frame of hypothesis II and the simple model shown in Fig. 6. Units are arbitrary. \bullet , \circ indicate regions where ascending and descending branches are generally measured; \circ indicate the final part of the descending branch available for the exceptional type U

This interpretation also helps to explain why τ_2 does not depend statistically on f . For a given burst, the $\tau_2(f)$ curve is not at all rectilinear and depends on the turning frequency. Then, superposing many different curves will smear out any $\tau_2(f)$ dependence.

IV. Discussion

If the descending branch radiation is emitted downwards (forward pattern) it would experience a much larger coronal scattering than the ascending branch radiation. This could increase the apparent τ_2 . But the differential time delay is at most ~ 0.3 s (Steinberg et al., 1971), which is negligible for our present purpose.

To reconcile the preceding results with hypothesis I, we could imagine that the coronal temperature varies systematically along type U magnetic arches, in relation with the strong gradients we may expect near eruptive centers, with plasma flows in these arches or with outward expansion (Leblanc et al., 1983). Going away from the exciter source, the coronal temperature should increase up to $\sim 10^7$ K. This seems unlikely.

Moreover, with hypothesis I, the exceptional type U would need still more "ad hoc" physical variations along the arch, whereas it nicely fits with hypothesis II without any extra ingredients. We think we may attach some importance to the exceptional type U because it is only distinguished by its short duration and fast drift; it is not surprising that a compact and fast electron beam goes farther down than the others.

We conclude that the observed burst decay is related to the beam decay, and not to coronal temperature, as formerly suggested by Riddle (1974). This result has been established for type Us but it is also probably valid for type IIIs, whose general properties are similar. We are thus led to reject hypothesis I and to retain hypothesis II. We will now examine some possible consequences.

Hypothesis II could result directly from strong collisional damping since at our high frequencies we have $\tau_c \leq \tau$. But this inequality is marginal and reverses at lower frequencies. We are thus tempted to look for faster decay mechanisms. We might think of anomalous resistivity, or of Landau damping on the trailing electrons of the beam (Zaitsev et al., 1972; Magelssen and Smith, 1977; Takakura, 1982; Grogard, 1983), or of strong turbulence regime (Papadopoulos et al., 1974; Goldstein et al., 1979). But we already noted that these various theories may not abruptly apply to near source conditions. In the low corona, an attractive way to get fast damping is through the mechanism proposed by Takakura et al. (1972). If plasma waves are produced in overdense thin structures of characteristic width a , they are refracted towards low density regions where they are absorbed by Landau damping on thermal electrons in a time $\sim a/v_{th}$ (v_{th} = electron thermal velocity $\sim 10^4$ km s $^{-1}$; Mercier C., private communication). Taking for instance $a \sim 10^3$ km leads to a decay in 0.1 s which is quite fast enough. A highly fibrous corona, with very thin overdense threads or sheets a few arcsec thick, can be seen on the highest resolution coronal pictures, as well for open structures (type IIIs) as for closed loops (type Us). Taking into account that the line-of-sight integration smoothes the fine structures and that the smallest observed features correspond to the resolution limit, we can easily imagine the presence of even thinner structures, down to 1" ($\sim 10^3$ km). If we assume that the electromagnetic radiation is emitted both in overdense and underdense parts, the radiation emitted in the underdense parts will be much more refracted, scattered and finally absorbed by propagation through overdense parts. This is not in conflict with Duncan (1979)'s model where the guiding structures have much larger dimensions. Consequently, we can expect that the outgoing radiation comes mainly from the small scale overdense parts, and experiences the fast decay mentioned above.

Caroubalos et al. (1973) have proposed that the exciter beam experiences a sudden dispersion at the top of magnetic arch, due to some strong turbulence there. This would offer a nice explanation of the observed jump from τ_1 to τ_2 within the framework of hypothesis II. But we have shown that t and T effects alone are sufficient to account for the whole evolution of τ , without any discontinuity.

Finally, let us note that within hypothesis II, the burst duration D itself should exhibit the same behavior as τ (or as any other

characteristic time of the time profile). A sufficient number of type U bursts, measured far enough down in their descending branches, could allow the separation of t and T effects in the function $D(t, T)$. This would give interesting information on the evolution of the electron beam shape and its extension in space. Since the beam transverse dimensions probably evolve much as the flux tube cross-section, this would also give information on the structure of magnetic arches; of particular interest would be the evolution of expanding loops such as inferred from the drifts of type U turning frequencies (Leblanc et al., 1983).

V. Conclusion

We have presented accurate measurements of the decay time τ of the two branches of type U bursts, using high-resolution digital data in the 470–150 MHz range. These measurements unambiguously show that:

- 1) $\tau_1 < \tau_2$ at the same frequency; τ (normal type IIIs) is similar to τ_1 ;
- 2) at variance with τ_1 , τ_2 does not statistically increase towards low frequencies;
- 3) τ increases with time t and characteristic drift time T .

These clear-cut properties are not consistent with the observed decay being due to collisional damping of plasma waves after the end of the exciter (hypothesis I). Rather, they show that the decay phase depends much more on the beam than on the medium. Thus the observed decay reflects the exciter decay; plasma waves are actually damped at the same speed or faster (hypothesis II), either by the classical collisional damping or by faster mechanisms, such as refractive Landau damping in thin coronal density structures.

These results, established for type Us, probably hold for type IIIs in general, whose time profile as a whole appears to be similar to the exciter profile from the highest to the lowest frequencies.

Acknowledgements. We thank J. Renaud for the observations in Nançay, G. Goyon and C. Perche for the programming and J. L. Steinberg for helpful comments. We are very indebted to G. A. Dulk for stimulating discussions and many valuable improvements on the manuscript.

References

- Alexander, J.K., Malitson, H.H., Stone, R.G.: 1969, *Solar Phys.* **8**, 388
- Aubier, M.G.: 1974, *Astron. Astrophys.* **32**, 141
- Aubier, M., Boischoit, A.: 1972, *Astron. Astrophys.* **19**, 343
- Barrow, C.H., Achong, A.: 1975, *Solar Phys.* **45**, 459
- Caroubalos, C., Couturier, P., Prokakis, T.: 1973, *Astron. Astrophys.* **23**, 131
- Duncan, R.A.: 1979, *Solar Phys.* **63**, 389
- Dumas, G., Caroubalos, C., Bougeret, J.L.: 1982, *Solar Phys.* **81**, 383
- Elgarøy, Ø., Lyngstad, E.: 1972, *Astron. Astrophys.* **16**, 1
- Fainberg, J., Stone, R.G.: 1974, *Space Sci. Rev.* **16**, 145
- Goldstein, M.L., Smith, R.A., Papadopoulos, K.: 1979, *Astrophys. J.* **234**, 683
- Grogard, R.J.M.: 1983, *Solar Phys.* **83**, 207

- Hartz, T.R.: 1969, *Planet. Space Sci.* **17**, 267
Harvey, C.C.: 1976, *Astron. Astrophys.* **47**, 31
Harvey, C.C., Aubier, M.G.: 1973, *Astron. Astrophys.* **22**, 1
Jaeger, J.C., Westfold, K.C.: 1949, *Australian J. Sci. Res.* **2**, 322
Leblanc, Y., Poquérousse, M., Aubier, M.: 1983, *Astron. Astrophys.* **123**, 307
Magelssen, G.R., Smith, D.F.: 1977, *Solar Phys.* **55**, 211
Papadopoulos, K., Goldstein, M.L., Smith, R.A.: 1974, *Astrophys. J.* **190**, 175
Poquérousse, M.: 1977, *Astron. Astrophys.* **56**, 251
Riddle, A.C.: 1974, *Solar Phys.* **34**, 181
Steinberg, J.L., Aubier-Giraud, M., Leblanc, Y., Boischot, A.: 1971, *Astron. Astrophys.* **10**, 362
Takakura, T.: 1982, *Solar Phys.* **78**, 141
Takakura, T., Naito, Y., Ohki, K.: 1972, High Energy Phenomena on the Sun, eds. Ramaty, R., Stone, R.G., Symp. NASA-GSFC, Greenbelt, Maryland, p. 573
Takakura, T., Shibahashi, H.: 1976, *Solar Phys.* **46**, 323
Wentzel, D.G.: 1982, *Astrophys. J.* **256**, 271
Wild, J.P.: 1950, *Australian J. Sci. Res.* A **3**, 541
Zaitsev, V.V., Mityakov, N.A., Rapoport, V.O.: 1972, *Solar Phys.* **24**, 444

SURSAUTS SOLAIRES DE TYPE N: REFLEXION DES FAISCEAUX
D'ELECTRONS EXCITATEURS DE TYPES U SUR MIROIR MAGNETIQUE

Caroubalos C., Poquérousse M., Bougeret J.L., Crepel C.

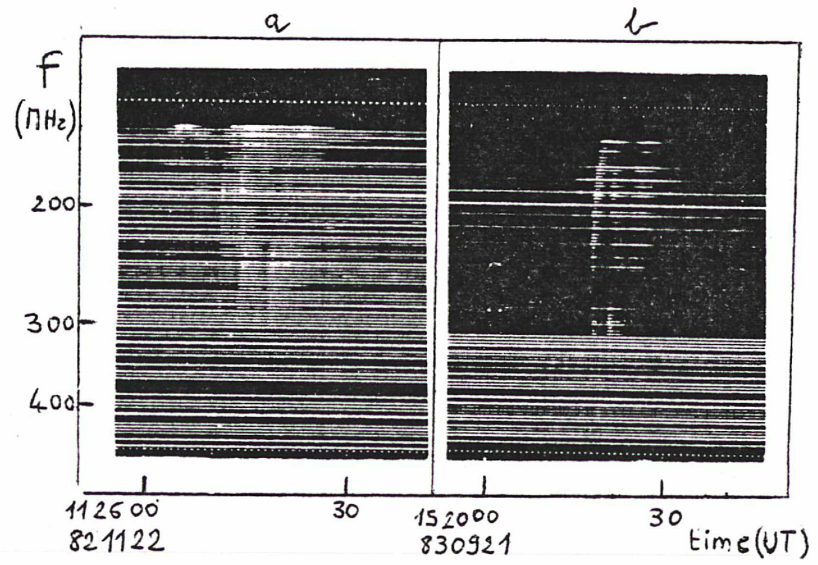
(Résumé et figures)

Les enregistrements du Radio Spectrographe Multicanal Numérique de Nançay ont mis en évidence un nouveau type de sursaut, dont le spectre dynamique a la forme de la lettre N. Il s'agit d'un type U suivi d'une 3^e branche ascendante, qui lui est étroitement associée en temps et en fréquence. Les paramètres caractéristiques de l'événement dans son ensemble présentent une assez grande stabilité, en particulier l'écart en temps entre la 1^e et la 3^e branche. Nous proposons d'appeler type N ce nouveau type spectral caractéristique.

La durée à mi-hauteur D à fréquence donnée, mesurée sur les enregistrements numériques de 19 types N, de 1980 à 1983, croît régulièrement le long des 3 branches, c'est à dire au cours du temps à l'intérieur de chaque événement. On y voit la preuve que l'ensemble d'un type N est produit par un seul et même faisceau d'électrons. Ce faisceau est guidé le long d'une arche magnétique (type U classique), et lorsqu'il arrive au voisinage du 2^e pied, dans un champ magnétique de nouveau croissant, il est réfléchi par effet de miroir magnétique. Ce processus avait été proposé par Tarnstrom et Zehntner (1975) pour interpréter des "types Y", qui étaient probablement des types N dont la 1^e branche était invisible pour une raison quelconque. Nous trouvons comme fréquence de réflexion moyenne $f_R = 350$ MHz (écart type $\sigma = 100$ MHz). Les faisceaux d'électrons qui viennent à pénétrer dans la chromosphère sont presque instantanément détruits par collisions sur les atomes neutres. On ne peut donc observer la réflexion des faisceaux à types U que si elle a lieu au dessus de la chromosphère. Cela exige une convergence assez rapide du champ magnétique de l'arche vers le bas.

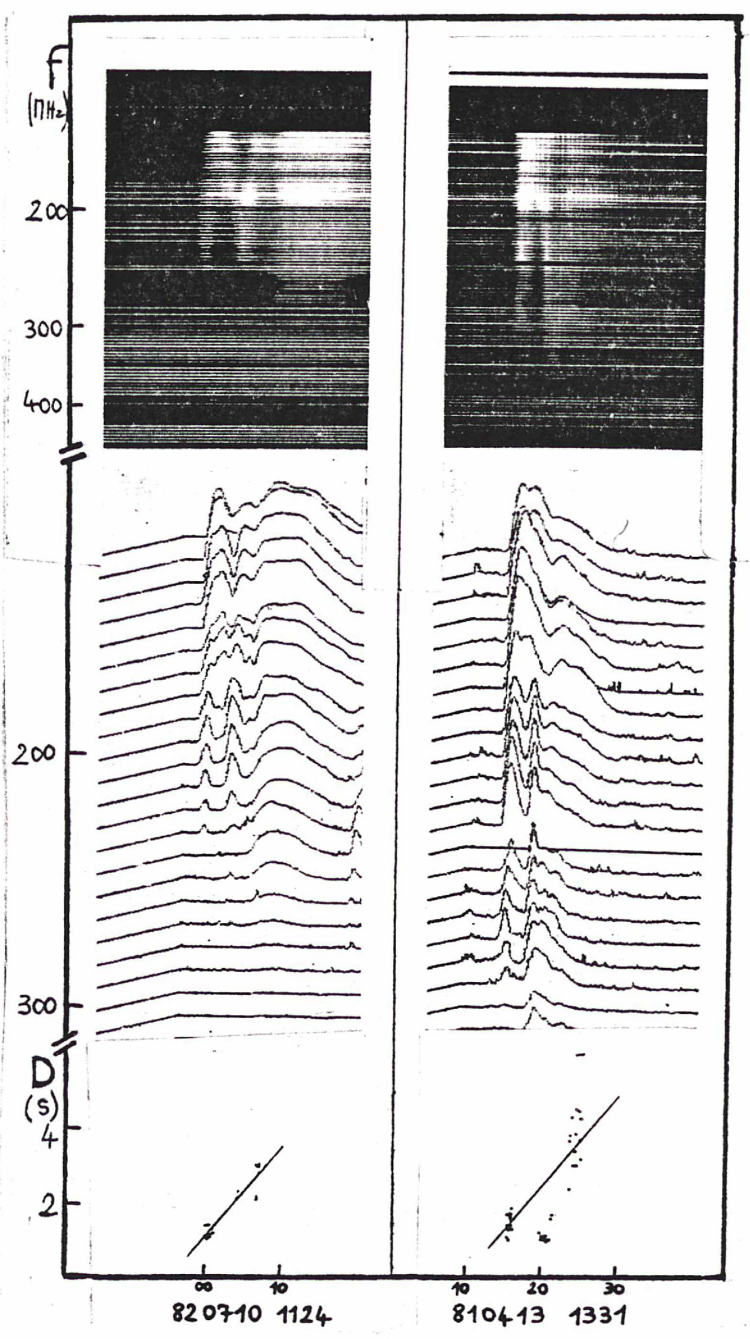
La découverte des types N apporte la preuve directe de la possibilité de piégeage des électrons dans une arche magnétique et renforce l'interprétation des types V basée sur un tel piégeage. Les types N pourraient être également un moyen d'étudier la structure du champ magnétique des arches.

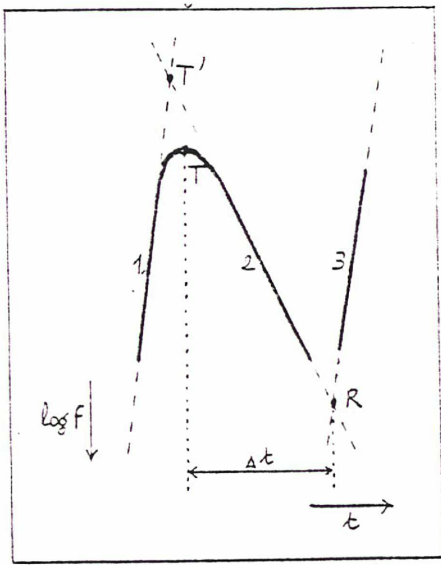
Spectres dynamiques de 2 sursauts de type N enregistrés sur film par le Radio Spectrographe Multicanal Numérique de Nançay.



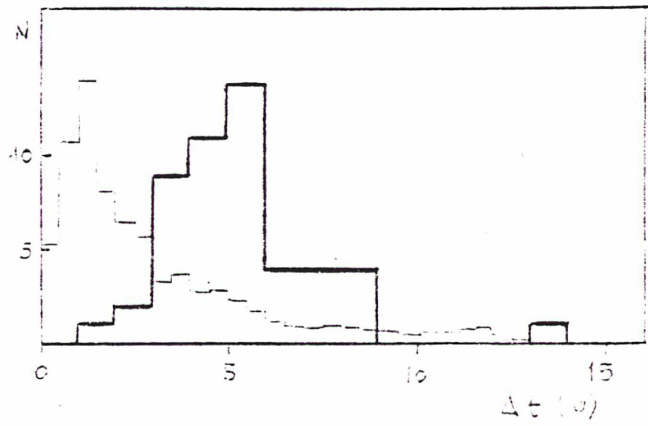
Spectre dynamique d'un type N tracé en grisé à partir des données numériques du RSMN.

Spectres dynamiques de 2 types N enregistrés par le RSMN: film en haut; tracé numérique au milieu. Durée à mi-hauteur mesurée sur chaque branche et sur chaque fréquence, en bas; noter son augmentation en fonction du temps.



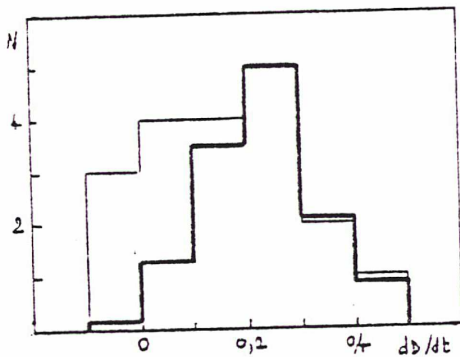


Représentation schématique de la ligne de crête du spectre dynamique d'un type N.



— Histogramme des écarts en temps entre le "sommet" et le "point de réflexion" des 50 types N résultant de la sélection la plus large.

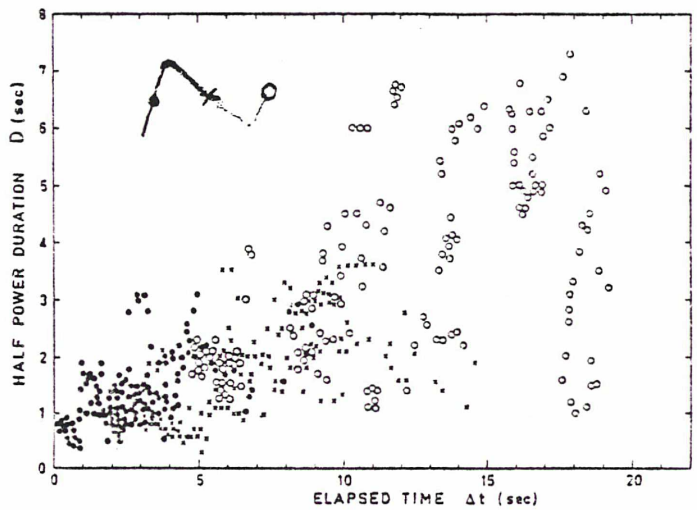
— Histogramme des écarts en temps entre types III successifs à 159 MHz, selon Elgaroy et Lyngstad (1972). On constate que les 2 histogrammes sont extrêmement différents.



Histogramme des droites des pentes de la corrélation linéaire entre la durée à mi-hauteur à fréquence donnée et le temps, calculée sur

l'ensemble des 3 branches de 19 types numérisés.

- sans pondération
- avec pondération par le coefficient de corrélation



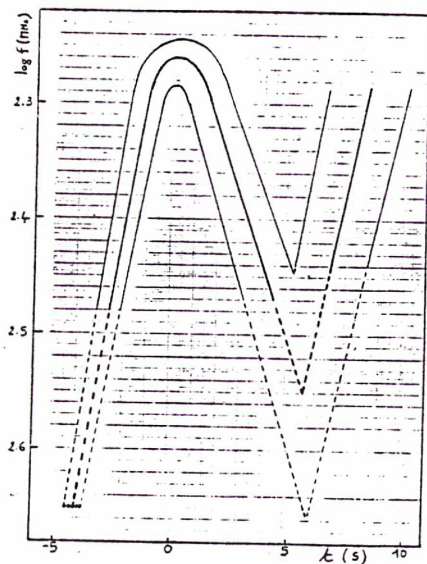
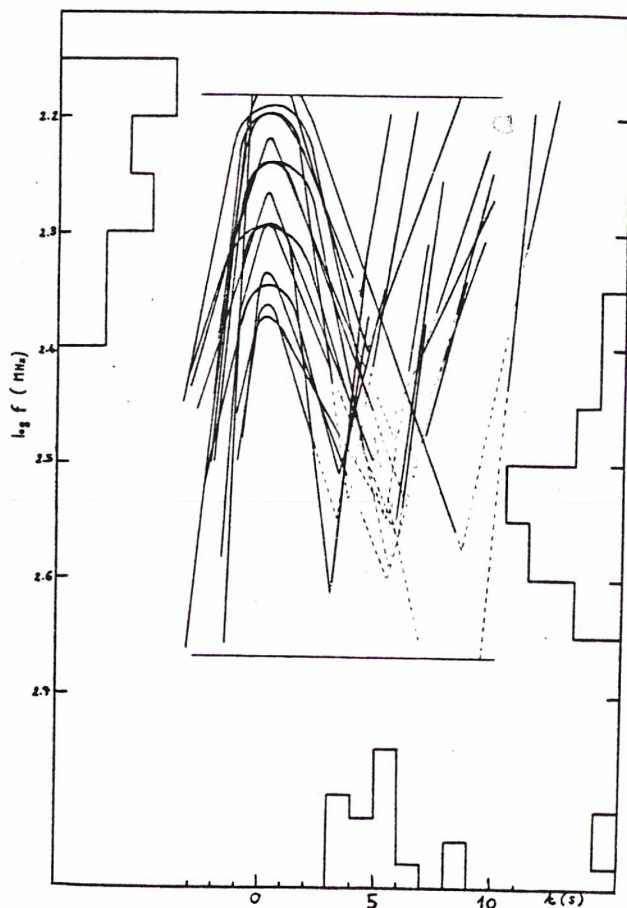
Durée à mi-hauteur à fréquence donnée, en fonction du temps écoulé depuis le début du type N (accumulation de 19 types N et de toutes les fréquences). La durée est statistiquement proportionnelle au temps.

Superposition de la ligne de crête des 16 types N résultant de la sélection la plus sévère, avec calage en temps sur le sommet du type U initial. Les 2 segments horizontaux délimitent la bande spectrale couverte par le RSMN.

émission radio observée
extrapolations linéaires

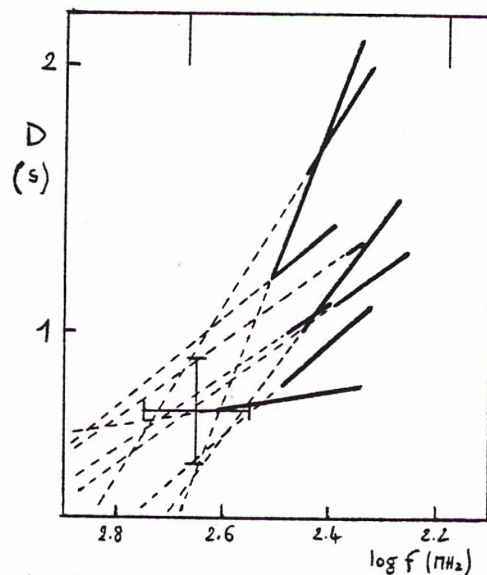
La dispersion est assez faible pour laisser apparaître la forme du type N moyen.

Histogrammes des fréquences et des écarts en temps du sommet et du point de réflexion.



Type N moyen obtenu à partir de la moyenne des paramètres caractéristiques des 16 types N les plus fiables. On a représenté la ligne de crête et les lignes de mi-intensité.

parties sous le seuil de sensibilité obtenues par extrapolation



Durée à mi-hauteur en fonction de la fréquence pour les 9 types N résultant de la sélection la plus sévère et numérisés.

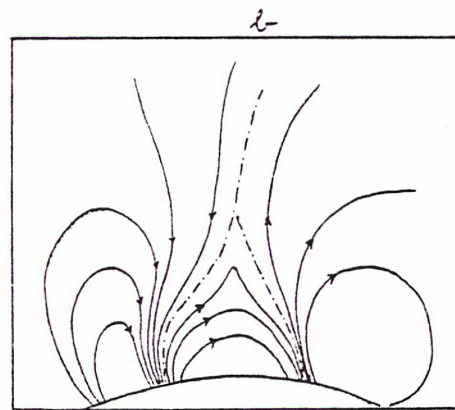
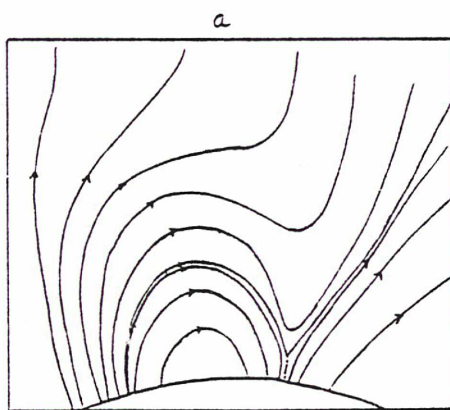
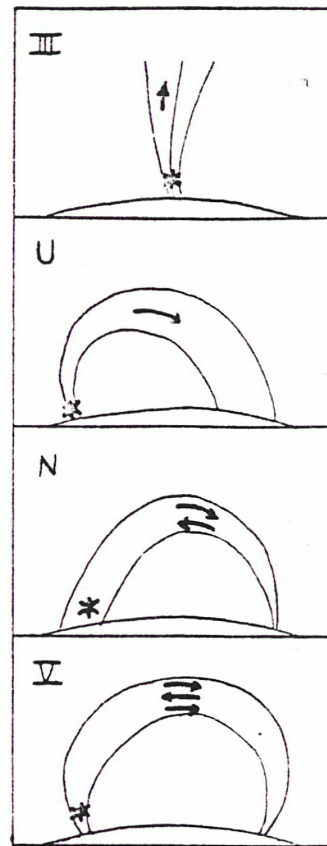
— partie où l'émission radio est observée
- - - extrapolation
| | bande spectrale du RSMN

⊥ caractéristiques moyennes au niveau de la "source d'accélération".

Différents types de configuration magnétique possibles et sursauts radio correspondants.

- * source du faisceau
- ↗ direction du faisceau

Lorsqu'à l'opposé de la source une arche est divergente, elle ne peut donner que des types U (pas de 3^e branche); lorsqu'elle est convergente, elle peut donner des types N. Et lorsqu'elle est convergente aux 2 bouts, elle peut donner des types V.



Deux configurations magnétiques possibles permettant d'interpréter l'extension éventuelle de la 3^e branche des types N vers les basses fréquences.

plan neutre

a: le faisceau excitateur suit toujours les mêmes lignes de force; la forme en "fouet" de ces lignes rend compte directement du spectre dynamique observé.

b: le faisceau excitateur se propage près d'un plan neutre, délimitant des régions de lignes de force ouvertes et de lignes de force fermées: il passe facilement des premières aux secondes.

STEREO 5 MEASUREMENT OF TYPE III
AND TYPE IIIb RADIATION PATTERN

Poquérousse M., Caroubalos C., Steinberg J.L.

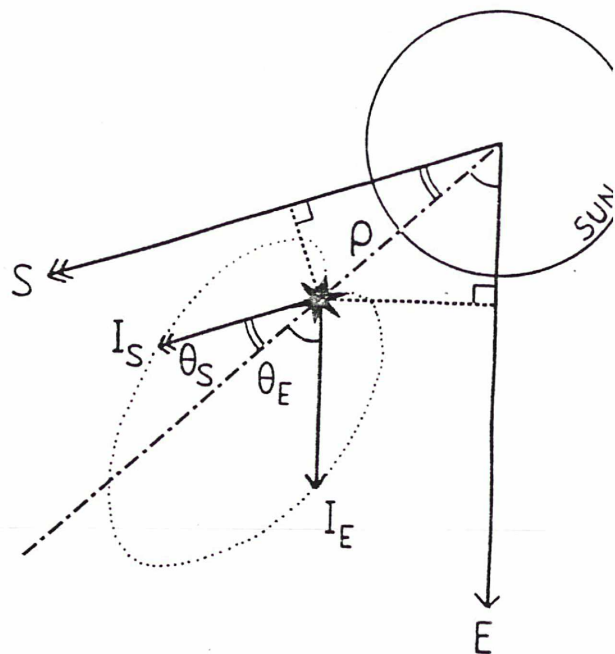
(Résumé et figures)

We present statistical results concerning the 3000 solar radio bursts of type III recorded during Stereo 5 French Soviet experiment, at 60 and 30 MHz. The comparison between the 2 observing directions (the Earth and the space probe Mars 7) yields the time delay t and the intensity ratio R for each burst. We consider the means of t and R for each day, each active center, each frequency and for type IIIs and type IIIbs separately. Ground interferometer observations at 75 MHz yield the positions on the Sun, from which we compute the angles θ_E , θ_S between the radial passing through the active center and both observing directions. We have thus got 4 sets (2 frequencies, 2 burst types) of quadruplets $(t^i, R_E^i, \theta_E^i, \theta_S^i)$.

We find the expected correlation between t and $\Delta = \cos \theta_E - \cos \theta_S$, the slope of which gives an apparent heliocentric distance $\rho = 2.4 \pm 0.5 R$ at ~ 40 MHz. This new method confirms quite independently from previous measurements that type IIIs appear far above the mean plasma level, but in our method the coronal group delay must be taken into account.

The triplets $(R^i, \theta_E^i, \theta_S^i)$ enable us to construct directly for the first time the radiation pattern of solar bursts. We find a total half intensity width of $\sim 110 \pm 10^\circ$, and a fast decreasing intensity at wider angles, in nearly the same way at 60 and 30 MHz, and for IIIs and IIIbs. At smaller angles (nearer the radial), a significant difference appears between both types: type IIIb pattern exhibits a shoulder about twice as high than the radial intensity, at $\sim 35^\circ$ from the radial. This is probably at the origin of De la Noe (1975) 's finding that IIIb/III occurrence rate increases towards the limb. Interpreted by the well known refracting focussing effect, this shoulder would indicate that in type IIIb sources the average plasma frequency is such that $f_{\text{obs}} / \langle f_p \rangle \sim 1.2$; this corresponds to the emission on the fundamental mode in a highly inhomogeneous medium. In addition, the primary source itself probably radiates mainly at 90° from the radial.

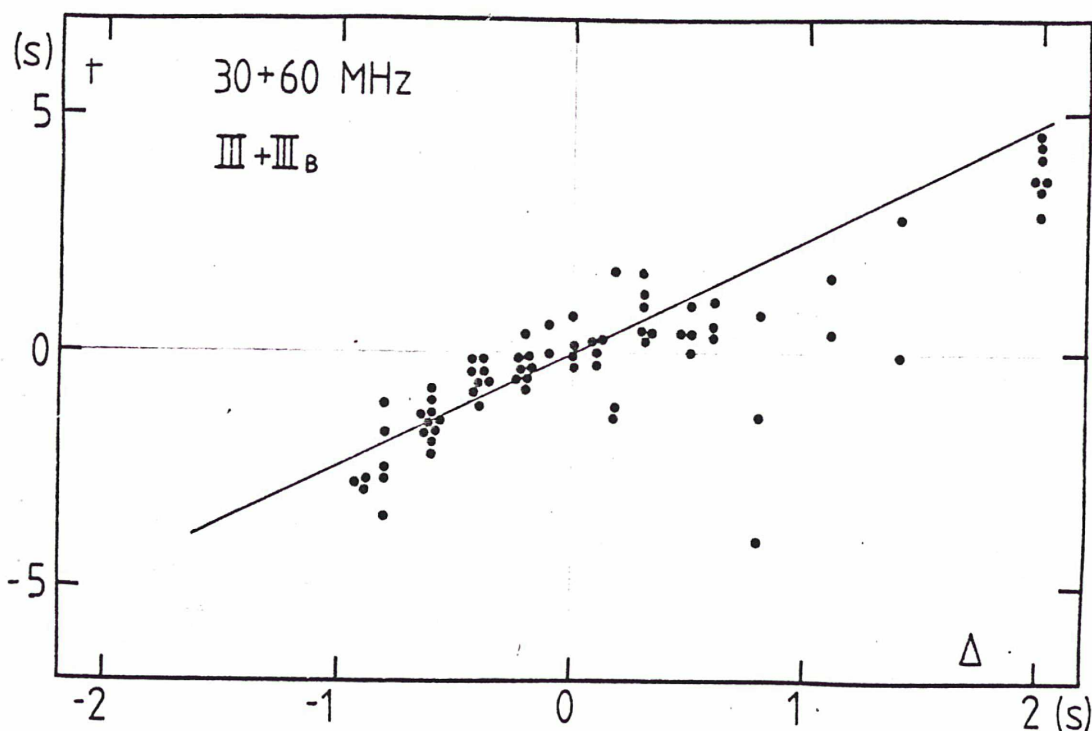
The principle of time delay
and intensity ratio measurement.
..... imaginary radiation pattern



$$\Delta = \frac{R_{\odot}}{c} (\cos \theta_E - \cos \theta_S)$$

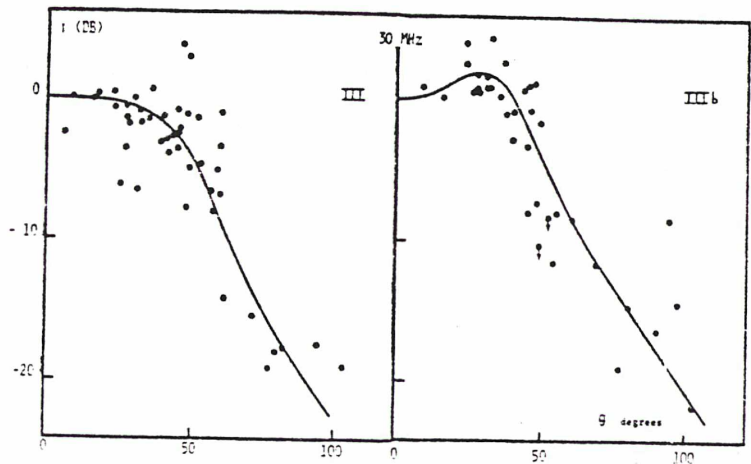
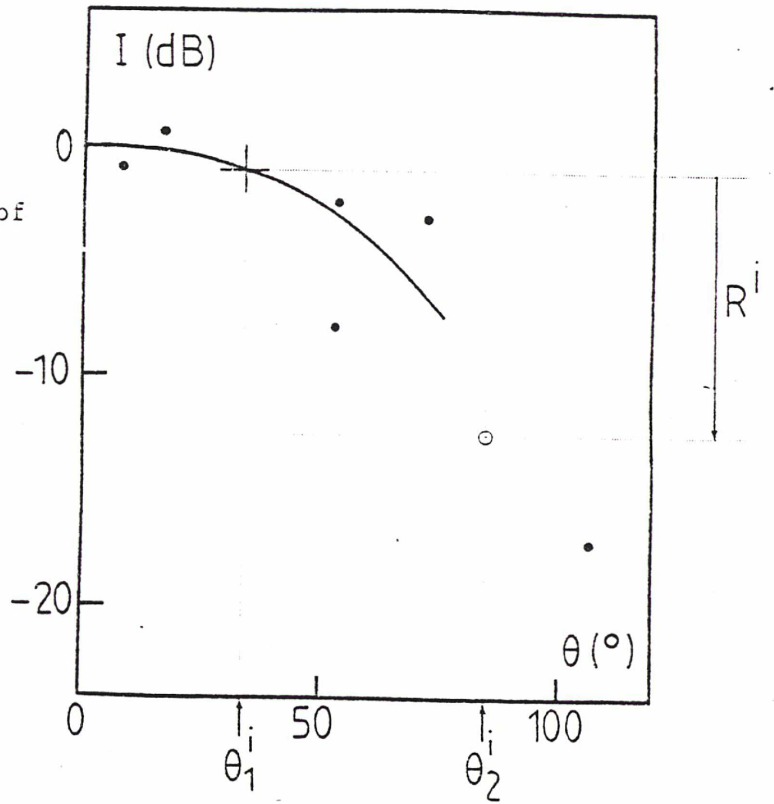
$$t = t_S - t_E = \rho \cdot \Delta$$

$$R = 10 \log I_S - 10 \log I_E$$

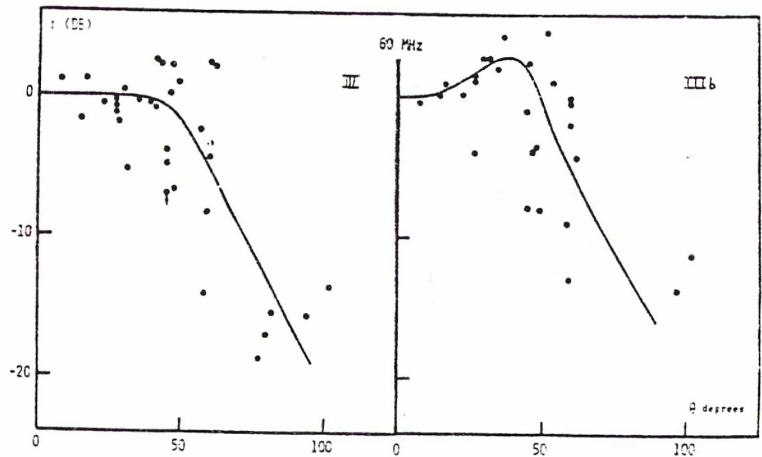


The observed time delay between the probe and the Earth, as a function of the theoretical time delay of a source at the same heliographic position as the observed burst, but situated at $1 R_{\odot}$ of the center of the Sun. The average slope corresponds to an average distance to the center of the sun of $2.4 R_{\odot}$.

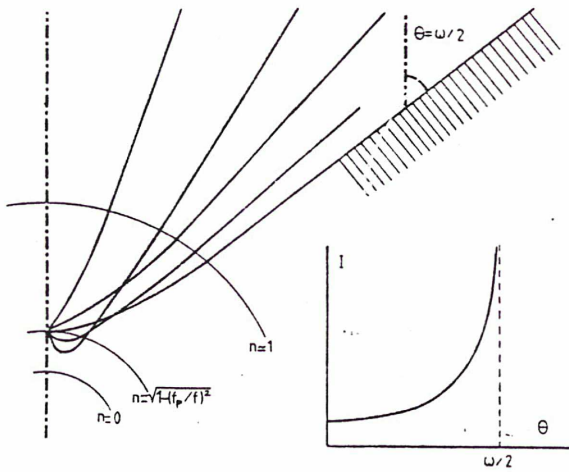
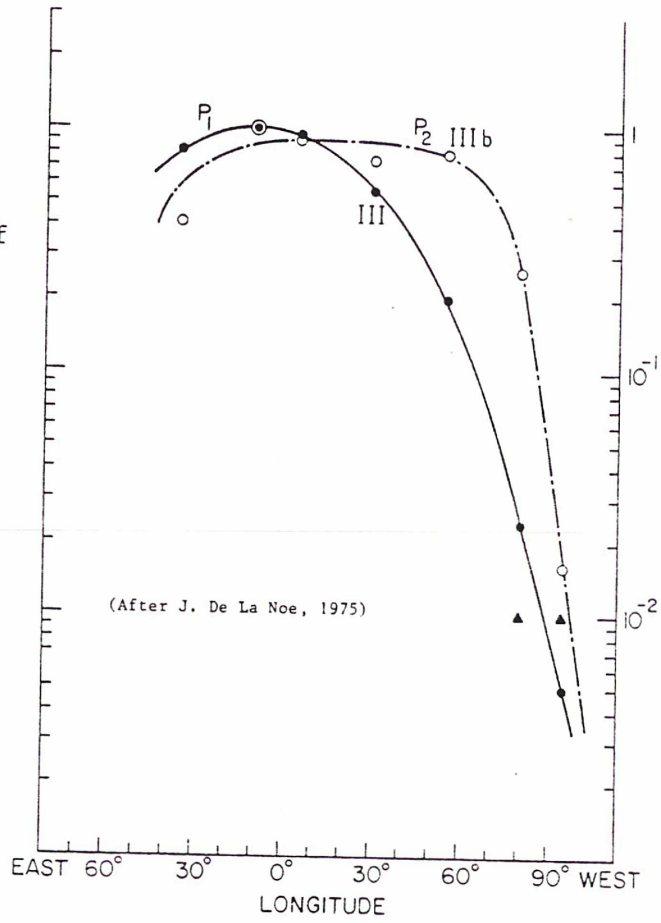
Principle of the construction of the unknown radiation pattern.



The measured radiation patterns.

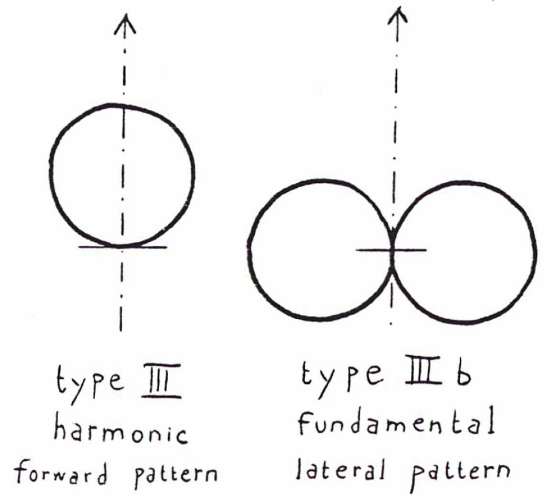


Relative probability of occurrence of type IIIs and types IIIbs, as a function of heliographic longitude.



$$\sin \omega/2 \gg n_{\text{source}}$$

The well-known refracting-focussing effect.



Possible primary radiation patterns and radiation modes.

local vertical (axial symmetry assumed)



Réalisé avec le concours du Service Imprimerie de la 5ème Circonscription
1, Place Aristide-Briand – 92190 Meudon – Tél. 534 75 50 – Télex 204135