



HAL
open science

Physique du vent solaire : modèles cinétiques et distributions non thermiques

Ioannis Zouganelis

► **To cite this version:**

Ioannis Zouganelis. Physique du vent solaire : modèles cinétiques et distributions non thermiques. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris Diderot - Paris 7, 2005. Français. NNT : . tel-03524471

HAL Id: tel-03524471

<https://hal.science/tel-03524471v1>

Submitted on 18 Feb 2022

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.

Ecole Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique
d'Ile de France

THESE

présentée pour obtenir
le diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS 7 - DENIS DIDEROT
Spécialité : ASTROPHYSIQUE ET MÉTHODES ASSOCIÉES

par

IOANNIS ZOUGANELIS

Physique du vent solaire :
modèles cinétiques et distributions non thermiques

Soutenue le 15 septembre 2005 devant le jury :

Marcello Fulchignoni	Président
Shadia Rifai Habbal	Rapporteur
Marco Velli	Rapporteur
Rosine Lallement	Examineur
Nicole Meyer-Vernet	Directeur de thèse
Milan Maksimovic	Co-directeur de thèse

et préparée au LABORATOIRE D'ETUDES SPATIALES ET D'INSTRUMENTATION
EN ASTROPHYSIQUE (LESIA)



Résumé

Après plus de quatre décennies de la confirmation de l'existence du vent solaire par les mesures de la sonde Mariner 2, son accélération à des vitesses supersoniques de l'ordre de 700-800 km/s reste incomprise. La théorie classique de Parker, basée sur la conduction classique, fournit une vitesse trop faible, ce qui a conduit la quasi-totalité des théories à chercher une forme d'énergie supplémentaire pour cette accélération.

La difficulté théorique vient du fait que le milieu est faiblement collisionnel, un domaine de la physique des plasmas encore mal connu. De plus, les modèles hydrodynamiques sont basés sur l'équilibre thermodynamique local, ce qui est loin d'être vrai pour les électrons du vent solaire. En effet, les fonctions de distribution des vitesses des électrons mesurées in situ ne sont pas maxwelliennes, mais présentent un excès d'électrons suprathermiques.

Dans ce travail de thèse, nous avons élaboré une théorie alternative basée sur le rôle des électrons qui sont loin de l'équilibre thermodynamique et qui seraient le moteur principal de l'accélération. Cette approche explique pour la première fois le vent solaire rapide sans hypothèse supplémentaire sur l'énergie.

Abstract

It has been more than four decades since the existence of the solar wind has been confirmed by the measurements of the Mariner 2 spacecraft. However, the solar wind's acceleration at supersonic speeds of about 700-800 km/s still remains unexplained. Parker's theory, based on thermal conduction, results into a very low speed; this led most of the scientists to look for an additional form of energy in order to explain this acceleration.

The theoretical difficulty lies in the fact that the plasma is weakly collisional, a field of plasma physics that is still not well understood. The hydrodynamic models are based on local thermodynamic equilibrium, which is far from being true in the case of solar wind electrons. Indeed, the velocity distribution functions of the electrons measured in situ are not Maxwellian, but present an excess of suprathermal electrons.

In this PhD work, we have devised and implemented an alternative theory based on the role of electrons that are far from thermodynamic equilibrium and could be on the origin of the acceleration. This approach explains for the first time the fast solar wind without any additional assumption on the energy.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Qu'est-ce que le vent solaire?	1
1.2	Où est le problème?	2
1.3	Historique des modèles du vent solaire	4
1.4	Plan de la thèse	6
2	Le modèle exosphérique	9
2.1	Ce qu'il faut expliquer au minimum	9
2.2	Principe physique de base	10
2.3	L'équation de Vlasov	11
2.4	Fonction de distribution des vitesses	12
2.4.1	Fonction de distribution Maxwellienne	12
2.4.2	Fonction de distribution Kappa	13
2.4.3	Vent solaire et fonctions Kappa	15
2.4.4	Somme de deux Maxwelliennes	17
2.4.5	Une Maxwellienne plus une Kappa	18
2.5	Catégories de particules	18
2.5.1	Cas d'une énergie potentielle négative croissante (attractive)	19
2.5.2	Cas d'une énergie potentielle positive décroissante (répulsive)	20
2.5.3	Cas d'une énergie potentielle présentant un maximum	21
2.6	Champ magnétique	22
2.7	En pratique	22
2.8	Résultats	23
2.9	Conclusions	29
3	L'influence des collisions	33
3.1	Le principe des simulations	33
3.2	Résultats	35
3.3	Conclusions	40
4	Observations des distributions d'électrons dans le vent solaire	43
4.1	Analyse des données	43
4.2	Résultats	47
4.2.1	Ajustements et gradients	47
4.2.2	Evolution radiale des FDV et variation du κ	49
4.3	Remarques finales	51

5 Conclusion et perspectives	53
Annexes	59
A Modèle exosphérique : expressions des moments des FDV des électrons	59
A-1 Moments des fonctions de distribution	60
A-2 Electrons Maxwelliens	62
A-3 Electrons Lorentziens	64
B Modèle exosphérique : expressions des moments des FDV des protons	67
B-1 Energie potentielle arbitraire	68
B-2 Espace des phases $E - \mu$	68
B-3 Différences avec le modèle Lemaire-Scherer	72
B-4 Implementation d'un modèle généralisé	74
B-5 Approximation de trois points	75
B-6 Moments des protons bi-Maxwelliens	77
C Modèle de Parker	81
C-1 Accélération isotherme du vent solaire	82
C-2 Potentiel électrique dans le modèle de Parker	84
D Protons : être ou ne pas être piégé ?	89
E Publications principales	93
E-1 A transonic collisionless model of the solar wind	95
E-2 Acceleration of weakly collisional solar-type winds	111
E-3 Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU	117
F Autres publications	129
F-1 A new exospheric model of the solar wind acceleration : the transonic solutions	131
F-2 Acceleration of the solar wind : kinetic models and effect of Coulomb collisions	137
F-3 Solar wind electron temperature and density measurements on the Solar Orbiter with thermal noise spectroscopy	145
Bibliographie	151

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Qu'est-ce que le vent solaire ?	1
1.2	Où est le problème ?	2
1.3	Historique des modèles du vent solaire	4
1.4	Plan de la thèse	6

1.1 Qu'est-ce que le vent solaire ?

L'éjection du vent solaire est un problème astrophysique important, étant l'exemple le plus accessible d'éjection de matière par un objet cosmique. La notion moderne de vent solaire permanent remonte (dans une certaine mesure) aux travaux de Biermann sur la formation des queues cométaires qui ont tendance à se dédoubler. Il expliqua ce phénomène par la présence d'un flux de particules chargées s'échappant du Soleil : lorsque l'atmosphère de la comète contient des particules de gaz ionisé, celles-ci seraient entraînées par ce flux pour former la seconde partie de la queue.

Avec les sondes spatiales, on a pu vérifier in situ l'existence de ces particules chargées et mesurer leur vitesses. On a pu ainsi se convaincre que ces particules s'échappent du Soleil et remplissent tout l'espace interplanétaire dans une zone appelée héliosphère. Actuellement, on ne sait toujours pas où se situe exactement la frontière entre l'héliosphère et le milieu interstellaire, mais on estime que sa distance est comprise entre 100 et 200 Unités Astronomiques (UA). Récemment (en décembre 2004) la sonde Voyager 1 a traversé le choc terminal à 94 UA, c'est-à-dire la région où la vitesse du vent solaire qui est supersonique chute brutalement et devient subsonique.

Les particules du vent solaire proviennent de la couche la plus externe du Soleil appelée couronne solaire. La température de la couronne est de l'ordre du million de degrés, si bien que la majorité des particules du gaz qui s'y trouve est ionisée sous l'effet de l'agitation thermique : ce sont principalement des protons, des

électrons, des noyaux d'hélium et quelques autres éléments plus lourds à différents degrés d'ionisation. Les électrons étant les plus légers, ce sont ceux qui ont la plus grande vitesse thermique (de l'ordre de 5000 km/s). Ensuite viennent les protons (150 km/s), puis les autres éléments plus lourds. Ces vitesses thermiques n'étant pas négligeables devant la vitesse de libération, les particules coronales ont tendance à s'échapper de l'attraction gravitationnelle du Soleil, ce qui crée une évaporation globale de la couronne dans le quasi-vide interstellaire. Cette évaporation fait perdre trois millièmes de sa masse au Soleil en cent millions d'années. Le vent solaire est donc le résultat d'une évaporation de la couronne en raison de la forte température qui y règne. Un des grands problèmes de la physique solaire est qu'on ne sait pas pourquoi cette température est si élevée, alors que la photosphère, région située sous la couronne et qui constitue la limite visible du Soleil depuis la Terre, n'est qu'à 5800 degrés kelvin.

Si l'on s'intéresse à la structure à grande échelle du vent solaire, on s'aperçoit que celle-ci est fortement liée à la géométrie du champ magnétique solaire. En effet, les particules chargées du plasma du vent solaire ont tendance à s'enrouler autour des lignes de champ magnétique. Réciproquement, à cause de la très forte conductivité du plasma, les lignes de champ sont entraînées par le plasma : on dit que le champ magnétique y est gelé. Le champ magnétique du Soleil est à peu près dipolaire : des lignes de champ fermées forment des boucles reliant les deux hémisphères. Elles confinent ainsi le plasma de la couronne sous une forte pression et température. Le plasma parvient à s'en échapper sous forme d'un vent qualifié de "lent" (400 km/s), en poussant et ouvrant les lignes de champ magnétique près de l'équateur. Il existe par ailleurs des zones de la couronne, appelées "trous coronaux", où les lignes de champ s'évasent sans se refermer : le plasma y est plus froid et s'y échappe librement en suivant ces lignes magnétiques ouvertes, sous forme d'un vent qualifié de "rapide" (700-800 km/s). Les trous coronaux, étant plus froids et moins denses, paraissent sombres sur les clichés en rayon X de la couronne. Ils sont généralement situés dans les régions polaires du Soleil, mais se déplacent, au cours du cycle solaire, pour se retrouver à l'équateur du Soleil et ailleurs. Dans ce cas, le vent qui s'échappe de ces trous coronaux peut être observé dans l'écliptique.

Tout comme le chauffage de la couronne, l'accélération du vent solaire rapide reste mystérieuse. La plupart des modèles d'accélération du vent solaire sont une généralisation du modèle classique hydrodynamique de Parker dans lequel la vitesse terminale est directement liée à l'énergie thermique disponible dans la couronne solaire. Toutefois, au vu des contraintes observationnelles sur la température coronale ($\sim 10^6 K$), ce modèle ne permet pas d'expliquer le vent rapide (vitesses de l'ordre de 700-800 km/s).

1.2 Où est le problème ?

La difficulté théorique vient du fait que le milieu est faiblement collisionnel, un domaine de la physique des plasmas encore mal connu. En effet, le libre parcours moyen des électrons et des protons dans le vent solaire est de l'ordre de l'Unité

Astronomique (distance Terre-Soleil). Cela indique que les particules collisionnent trop peu pour pouvoir être traitées comme un fluide, ce qui simplifierait notre tâche. En même temps, les collisions ne sont pas négligeables et le problème ne peut pas être complètement décrit en termes de physique des plasmas non collisionnels. Les théories "simples" valables dans ces deux cas extrêmes, ne pourront nous aider que pour donner quelques éléments de base du phénomène physique en question.

Si l'on définit le nombre de Knudsen K_n comme le rapport entre le libre parcours moyen l des particules du plasma et la hauteur d'échelle caractéristique du milieu H , on peut calculer qu'au niveau de l'orbite terrestre, ce nombre est presque égal à l'unité (Figure 1.1). L'approche fluide classique peut s'appliquer au

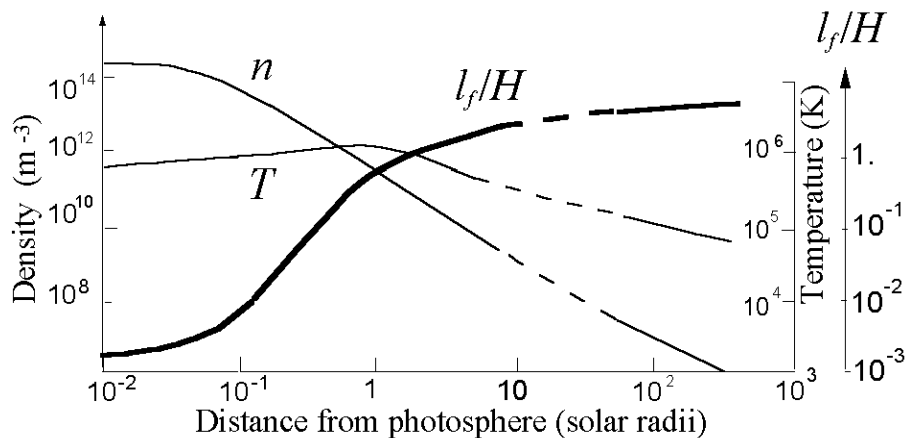


FIG. 1.1: Densité, température et nombre de Knudsen (l/H) en fonction de la distance depuis la surface solaire. [Extrait de Meyer-Vernet, 2006]

cas extrême où $K_n \ll 1$, c'est-à-dire quand les collisions sont dominantes. Dans ce cas, les fonctions de distribution des vitesses (FDV) sont pratiquement Maxwelliennes, puisque le milieu se trouve à l'équilibre thermodynamique local. On peut ainsi utiliser les approximations d'Euler ou de Navier-Stokes pour produire un vent thermique émanant de la couronne solaire chaude.

Mais les électrons du vent solaire se trouvent loin d'un tel équilibre thermodynamique local. Les FDV des électrons mesurées in situ dans le vent solaire par des sondes spatiales montrent l'existence d'électrons à haute énergie qui s'écartent de l'équilibre. En effet, ces fonctions présentent un excès d'électrons "suprathermiques" (Figure 1.2). Cela n'est pas surprenant vu le manque de collisions. De plus, plusieurs travaux récents théoriques (Viñas et al., 2000; Leubner, 2002) ainsi qu'observationnels (Esser and Edgar, 2000) montrent que de telles FDV pourraient être présentes dans la couronne ou même plus bas à la zone de transition. Le libre parcours des collisions de Coulomb dépend de manière cruciale de la vitesse v des particules : $l \propto v^4/n$ et par conséquent, même des plasmas collisionnels ($K_n \sim 10^{-3}$) - aussi denses que ceux de la basse couronne ou de la zone de transition - peuvent être loin de l'équilibre thermodynamique local (Shoub, 1983). On pourrait, donc, faire l'hypothèse que de telles "queues" suprathermiques pour les électrons existent dans la couronne et dans la région d'accélération du vent. Dans

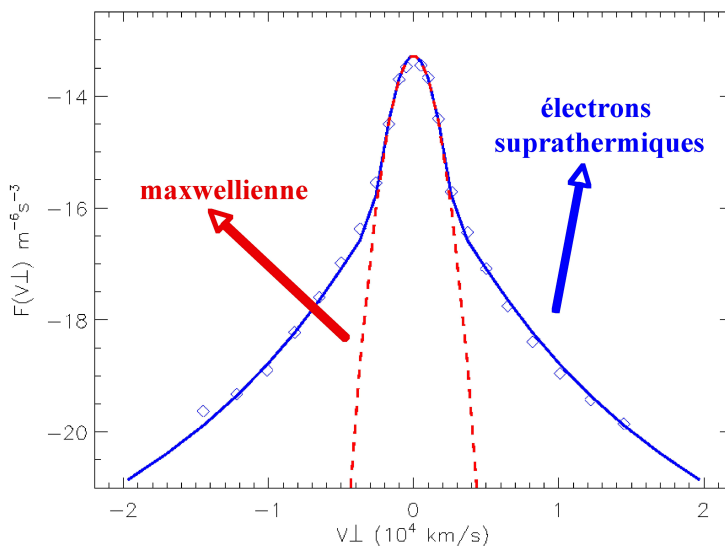


FIG. 1.2: Distribution d'électrons typique observée dans le vent solaire. On peut voir que la courbe bleue, qui ajuste bien les points expérimentaux, présente des queues suprathermiques qui s'écartent de la fonction Maxwellienne en rouge.

un tel milieu semi-collisionnel, on peut également utiliser une approche alternative, qui se trouve à l'autre extrémité des théories fluides. Il s'agit des modèles cinétiques non collisionnels dont on verra l'historique dans la section suivante.

1.3 Historique des modèles du vent solaire

Malgré la mise en évidence observationnelle du vent solaire par Biermann, il a fallu attendre les travaux de E.N. Parker en 1958 pour le développement de la première théorie du vent solaire basée sur une approche fluide (Parker, 1958). Cette théorie est encore aujourd'hui largement utilisée pour décrire le vent solaire¹. Néanmoins, le modèle de Parker ne permet pas de reproduire le vent solaire rapide, dont la vitesse peut dépasser les 800 km/s, sans invoquer une isothermie radiale et des températures coronales dépassant les $2 \times 10^6 K$. Il existe bien évidemment des raffinements à cette approche simplifiée. Un raffinement possible consiste à faire intervenir le champ magnétique interplanétaire. Il est ainsi possible, tout en maintenant des conditions coronales raisonnables, de remplacer l'isothermie radiale, nécessaire dans le modèle de Parker pour obtenir des vents dépassant 800 km/s, par une source d'énergie, par exemple sous forme d'ondes d'Alfvén, présentes à toutes les distances héliocentriques. Le défaut majeur de l'approche hydrodynamique de Parker est qu'elle n'est pas justifiée théoriquement : d'une part le plasma coronal est semi-collisionnel, comme on vient de l'expliquer ; d'autre part la variation des températures est imposée de façon ad-hoc.

Parallèlement à cette approche hydrodynamique, les modèles *exosphériques*, qui sont des modèles cinétiques sans collisions, proposent de décrire le plasma de la couronne en étudiant directement le mouvement des particules chargées. Cela

¹Une description qualitative et simplifiée de cette théorie se trouve en Annexe C.

est justifié par le fait que, comme on vient de le noter, le plasma du vent solaire est faiblement collisionnel.

Dans ces modèles, l'*exobase* ou *baropause* est une surface qui délimite deux régions bien distinctes, la *barosphère* et l'*exosphère*. La barosphère, qui se trouve en dessous de l'exobase, est la région dans laquelle la fréquence de collisions coulombiennes est suffisamment importante pour que la distribution des vitesses des particules soit très voisine d'une maxwellienne. Dans cette région, on suppose donc que la formulation hydrodynamique est valable pour le plasma. L'exosphère est la région qui s'étend au delà de l'exobase, jusqu'à l'infini. Dans cette région, par contre, on suppose que les particules ne subissent aucune collision et que par conséquent, partant de l'exobase, elles se déplacent pratiquement en vol libre dans l'exosphère où elles ne sont influencées que par les champs interplanétaires gravitationnel, magnétique et électrique.

Pratiquement, l'exobase, située à une distance r_0 du centre de l'astre, est en général définie comme étant l'endroit où le libre parcours moyen des particules du plasma est égal à la distance caractéristique de variation à grande échelle des paramètres du plasma (densité, température, etc). Ainsi, dans les modèles cinétiques du vent solaire, les particules ayant à l'exobase une vitesse supérieure à leur vitesse de libération, peuvent s'échapper de la couronne solaire pour rejoindre l'infini. Ce sont ces particules qui créent le flux constituant le vent solaire.

En 1960, Chamberlain propose un modèle cinétique du vent solaire qu'il baptise modèle de "brise solaire", par opposition au "vent solaire" de Parker. Dans ce modèle, les particules ont en effet une vitesse subsonique, de l'ordre de 20 km/s à une unité astronomique. Comme finalement, le vent solaire supersonique prédit par Parker a été confirmé par des mesures directes, le modèle de Chamberlain, et en général toute approche exosphérique, fut considéré comme solution académique qui pouvait éventuellement s'appliquer dans le cas d'étoiles très chaudes, mais qui ne présentait aucun intérêt pour la couronne solaire.

Les modèles cinétiques sont quelque peu réhabilités dans les années 70 avec les modèles de Lemaire and Scherer (1971a) et de Jockers (1970). Ces auteurs ont montré que le potentiel électrique dans l'exosphère utilisé par Chamberlain dans son modèle de brise solaire n'est pas valide : il s'agit du potentiel de Pannekoek (1922) - Rosseland (1924), que l'on obtient en imposant l'égalité des hauteurs d'échelle pour les protons et électrons dans une atmosphère en équilibre hydrostatique. Or, c'est bien cette hypothèse d'équilibre hydrostatique qui est fautive comme l'a montré Parker. Trouvant une nouvelle méthode pour calculer le potentiel, ils montrent que celui-ci est beaucoup plus important, accélérant ainsi le vent solaire jusqu'à 300 km/s à une unité astronomique. Ainsi donc, issus d'une approche opposée à celle de Parker, les modèles cinétiques maxwelliens du vent solaire n'en donnent pas moins des résultats tout aussi satisfaisants que ceux que l'on obtient avec un modèle hydrodynamique simple.

Plus récemment, Maksimovic et al. (1997a) ont généralisé ces calculs, en supposant des fonctions de distribution non Maxwelliennes avec des queues supra-thermiques, semblables à la courbe bleue de la figure 1.2. Dans ce cas là, on peut montrer que le champ électrique est encore plus fort et il en est de même pour l'accélération du vent. Cela est dû au fait que la queue supra-thermique tend à

augmenter le flux de chaleur qui est responsable de l'accélération. L'intérêt majeur de ce modèle est qu'il arrive à reproduire des vitesses élevées de l'ordre de ce qui est observé in situ à 1UA sans hypothèse sur le transport d'énergie. Il ne permet cependant pas d'expliquer les fonctions de distribution observées, notamment leurs anisotropies, un point sur lequel nous reviendrons par la suite.

1.4 Plan de la thèse

Malgré le succès du modèle de Maksimovic et al. (1997a), il y a des faiblesses inhérentes à l'approche employée. D'une part, ce modèle ne peut pas être appliqué à des exobases situées à basse altitude, ce qui est le cas des trous coronaux. Or, le vent rapide semble être originaire de ces trous coronaux, ce qui implique que ce modèle n'arrive pas à décrire la physique du vent rapide avec cohérence par rapport à son lieu d'origine. D'autre part, ce modèle produit un vent rapide qui est déjà supersonique à l'exobase, ce qui n'est pas le cas du vent solaire. Celui-ci démarre subsonique et cet effet doit être pris en compte dans la modélisation.

Dans ce travail de thèse nous avons développé un modèle exosphérique qui tient compte de ces effets afin d'être applicable au vent solaire. Dans le chapitre 2, nous allons décrire les principes de ce modèle cinétique non collisionnel. Nous allons supposer plusieurs classes de distributions de vitesse non thermiques à la couronne, ce qui constitue la seule hypothèse forte de ce modèle. Par rapport aux modèles précédents, nous allons placer l'exobase du vent rapide à basse altitude, ce qui est le cas de trous coronaux. Cela va permettre d'obtenir pour la première fois la solution complète des profils de vitesse du vent rapide, y compris la transition entre les régimes subsonique et supersonique.

Dans le chapitre 3, nous allons répondre à une critique majeure de la formulation exosphérique qui est le fait d'avoir négligé les collisions. Nous allons voir quel est l'effet des collisions dans le cadre des simulations numériques et comment ces collisions modifient les résultats des modèles exosphériques. Nous allons notamment voir que ces deux approches sont en bon accord malgré la différence fondamentale à la fois sur la physique et la méthodologie, ce qui est a priori surprenant. Nous allons également nous intéresser à la physique de différentes solutions du modèle exosphérique, dans des régimes autres que celui du vent solaire, ce qui nous permettra d'unifier les théories précédentes et de généraliser le modèle en lui permettant ainsi d'être appliqué à des cas de vents stellaires de type solaire faiblement collisionnels.

Une autre critique des modèles exosphériques pourrait porter sur l'hypothèse des distributions d'électrons non thermiques à la base de la couronne. On ne sait toujours pas si de telles distributions existent dans la couronne et si tel est le cas, quels mécanismes physiques sont responsables pour leur formation. En attendant des observations in situ dans la couronne par une sonde solaire, on peut étudier en détail les distributions électroniques mesurées dans le vent solaire et tenter de déduire des caractéristiques qui pourraient nous éclairer sur ce sujet. Dans le chapitre 4, nous allons essayer de fournir des éléments de réponse à ces questions en combinant des observations faites par les sondes Hélios, Wind et Ulysse.

Nous refermerons ce travail de thèse par une conclusion qui rassemblera les principaux résultats de chaque chapitre. Nous discuterons, également, des recherches futures suggérées par les résultats de ce travail.

Chapitre 2

Le modèle exosphérique

Sommaire

2.1	Ce qu'il faut expliquer au minimum	9
2.2	Principe physique de base	10
2.3	L'équation de Vlasov	11
2.4	Fonction de distribution des vitesses	12
2.4.1	Fonction de distribution Maxwellienne	12
2.4.2	Fonction de distribution Kappa	13
2.4.3	Vent solaire et fonctions Kappa	15
2.4.4	Somme de deux Maxwelliennes	17
2.4.5	Une Maxwellienne plus une Kappa	18
2.5	Catégories de particules	18
2.5.1	Cas d'une énergie potentielle négative croissante (attractive)	19
2.5.2	Cas d'une énergie potentielle positive décroissante (répulsive)	20
2.5.3	Cas d'une énergie potentielle présentant un maximum	21
2.6	Champ magnétique	22
2.7	En pratique	22
2.8	Résultats	23
2.9	Conclusions	29

2.1 Ce qu'il faut expliquer au minimum

D'une manière générale, tout modèle théorique complet qui prétend décrire et expliquer la physique de la formation et de l'accélération du vent solaire doit tout d'abord expliquer l'existence même d'un écoulement particulaire d'origine solaire. Ensuite, ce modèle doit expliquer l'existence de deux types de vent dont les caractéristiques à 1 UA sont les suivantes :

- Un vent rapide ($\simeq 800$ km/s) issu des trous coronaux, peu dense ($n \simeq 3$ cm $^{-3}$) et chaud pour les protons ($T_p \simeq 3 \cdot 10^5$ K, $T_e \simeq 10^5$ K).
- Un vent lent (400km/s) issu des zones équatoriales, plutôt dense (10cm $^{-3}$) et froid pour les protons ($T_p \simeq 5 \cdot 10^4$ K, $T_e \simeq 2 \cdot 10^5$ K).

Le modèle cinétique sans collisions (*modèle exosphérique*) avec des fonctions de distribution maxwelliennes pour les vitesses des particules (électrons et protons) du vent solaire n'arrive pas à expliquer le vent solaire *rapide*, tandis qu'il donne des prédictions en très bon accord avec les valeurs moyennes du vent solaire *lent*. Par contre, un modèle exosphérique mais avec comme fonctions de distribution des vitesses dans la barosphère des Lorentziennes généralisées ou fonctions kappa est capable de produire un vent rapide. Dans ce chapitre nous verrons les notions fondamentales du modèle exosphérique, son amélioration avec l'utilisation des fonctions kappa ainsi que les résultats de la solution transonique complète.

Nous allons notamment essayer de répondre à deux critiques importantes des modèles exosphériques : nous allons d'une part donner la solution complète transonique du profil de la vitesse d'ensemble du vent et d'autre part montrer que les fonctions kappa ne sont pas une condition nécessaire pour accélérer le vent rapide. En effet, cette accélération est uniquement due à la présence d'électrons suprathermiques dans la couronne, qui est l'hypothèse majeure de ce modèle. Les résultats sont pratiquement indépendents de la forme des queues suprathermiques, ce qui rend notre théorie robuste.

2.2 Principe physique de base

Dans le modèle exosphérique, les particules sont soumises au champ gravitationnel qui tend à séparer les charges lourdes (protons) des charges légères (électrons). En effet, les électrons, dont l'énergie gravitationnelle est beaucoup plus faible que leur énergie thermique tendent à s'évaporer, tout en laissant derrière les protons dont la masse est très supérieure (Figure 2.1). Cette séparation donne naissance à un champ électrique, qui s'oppose à cet effet, afin que le plasma reste globalement électriquement neutre. Ce champ électrique est dirigé vers l'extérieur du soleil et s'oppose au champ gravitationnel dirigé vers l'intérieur du soleil. C'est sur cette idée simple que sont basés les modèles exosphériques.

De plus, nous faisons l'hypothèse d'absence de collisions et, par conséquent, nous avons les équations de conservation suivantes entre deux altitudes r (quelconque) et r_0 (exobase) :

Conservation de l'énergie totale E_{tot}

$$E_{tot} = \frac{1}{2}mv^2(r) + E_p(r) = \frac{1}{2}mv^2 + E_p \quad (2.1)$$

où :

$$E_p = m\phi_g + q\phi_E \quad (2.2)$$

est l'énergie potentielle totale d'une particule, provenant du potentiel gravitationnel $\phi_g = -\frac{GM}{r}$ et du potentiel électrique ϕ_E .

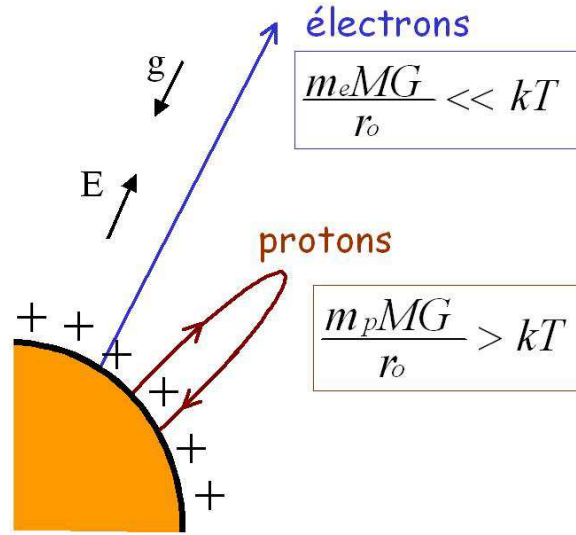


FIG. 2.1: Principe de base des modèles exosphériques : un potentiel électrique s'installe pour préserver la quasi-neutralité du plasma

Conservation du moment magnétique μ

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B(r)} = \frac{mv_{\perp 0}^2}{2B(r_0)} = cste \quad (2.3)$$

2.3 L'équation de Vlasov

Dans les modèles cinétiques sans collisions (ou modèles exosphériques), on suppose que les particules sont en vol libre au-dessus du niveau de l'exobase. La distribution des vitesses des particules dans l'exosphère non collisionnelle est alors régie par l'équation de Vlasov. Cette équation est aussi appelée "équation de Boltzmann sans collision" :

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla_r) f_{\alpha} + (\vec{a} \cdot \nabla_v) f_{\alpha} = 0 \quad (2.4)$$

où $f_{\alpha} = f_{\alpha}(\vec{r}, \vec{v}, t)$ représente la fonction de distribution des vitesses des particules, \vec{v} désigne leur vecteur vitesse, \vec{r} leur position dans l'espace et \vec{a} l'accélération des particules dans le champ magnétique, le champ gravitationnel et le champ électrique. Le fait de négliger le terme de collision permet de déduire des expressions analytiques pour les distributions de densité et de flux.

Dans tout ce travail, nous étudions les solutions stationnaires de cette équation. En vertu du théorème de Jeans, conséquence du théorème de Liouville, toute fonction des constantes du mouvement est une solution de l'équation de Vlasov. Comme nous l'avons déjà expliqué, le mouvement des particules chargées est déterminé par la conservation de l'énergie totale (éq.2.1) et du premier invariant adiabatique (éq.2.3).

Lorsque la fonction de distribution des vitesses (*FDV*) est donnée comme condition aux frontières à la distance radiale r_0 (exobase), le théorème de Liouville permet d'obtenir la *FDV* à n'importe quelle distance $r > r_0$ dans l'exosphère :

$$f_0(r_0, v_0^2, v_{0\perp}^2) \rightarrow f(r, v^2, v_{\perp}^2) \quad (2.5)$$

Les variables v^2 et v_{\perp}^2 calculées à la distance radiale r peuvent être déterminées à l'aide des équations (2.1) et (2.3) à partir de v_0^2 et $v_{0\perp}^2$ évaluées à l'exobase r_0 . L'équation de Vlasov et la fonction de distribution des vitesses en r_0 permettent donc de déterminer¹ la *FDV* aux distances radiales $r > r_0$.

2.4 Fonction de distribution des vitesses

2.4.1 Fonction de distribution Maxwellienne

La *FDV* maxwellienne est définie par :

$$f_{\alpha}^M(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{n_{0\alpha}}{(\pi\omega_{\alpha}^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{v^2}{\omega_{\alpha}^2}\right) \exp\left(-\frac{R_{\alpha}(\vec{r})}{\omega_{\alpha}^2}\right) \quad (2.6)$$

où :

$$\omega_{\alpha} = \sqrt{\frac{2kT_{0\alpha}}{m_{\alpha}}} \quad (2.7)$$

est la vitesse thermique et où $n_{0\alpha}$ et $T_{0\alpha}$ représentent respectivement la densité numérique et la température des particules au niveau de référence r_0 . Le spectre d'énergie donné par cette expression décroît exponentiellement avec l'énergie cinétique des particules.

La fonction maxwellienne décroît également exponentiellement avec l'énergie potentielle $R_{\alpha}(\vec{r})$ des particules qui est une fonction de la distance radiale :

$$\frac{R_{\alpha}(\vec{r})}{\omega_{\alpha}^2} = \frac{m_{\alpha}\phi_g(\vec{r}) + Z_{\alpha}eV(\vec{r}) - m_{\alpha}\phi_g(\vec{r}_0) + Z_{\alpha}eV(\vec{r}_0)}{kT_{0\alpha}} = q_{\alpha}(\vec{r}) \quad (2.8)$$

où V est le potentiel électrostatique induit dans le plasma par la séparation de charge des électrons et des ions dans le champ gravitationnel.

Bien qu'il existe une infinité d'autres fonctions de l'énergie totale et du moment magnétique des particules qui sont également solutions de l'équation de Vlasov, la *FDV* maxwellienne a souvent été utilisée dans les modèles exosphériques du fait qu'elle est également solution de l'équation de Boltzmann et de Fokker-Planck, correspondant à des régions où les collisions sont prédominantes et où le flux d'échappement est nul. En effet, dans la barosphère, le flux d'échappement des particules est faible et les collisions ont tendance à faire évoluer la fonction de distribution des vitesses vers une maxwellienne.

Néanmoins, comme nous l'avons déjà évoqué, les *FDV* observées dans les plasmas spatiaux et en particulier dans le vent solaire ne sont généralement pas

¹Des précautions particulières doivent être prises sur l'accessibilité des trajectoires des particules, comme nous allons le voir dans le paragraphe 2.5 et les annexes A et B.

des fonctions maxwelliennes, mais plutôt des fonctions variant en loi de puissance à haute énergie. C'est pourquoi dans la section suivante, nous envisageons une autre fonction, également solution de l'équation de Vlasov, qui en outre permet d'ajuster les spectres d'énergie observés dans le vent solaire.

2.4.2 Fonction de distribution Kappa

Les électrons suprathermiques observés in situ dans le vent solaire n'ont pas des spectres qui décroissent exponentiellement avec l'énergie cinétique mais plutôt des spectres qui varient selon une loi de puissance de type $E^{-(\kappa+1)}$ où κ est un exposant déterminé empiriquement à partir des observations. La queue de la fonction de distribution des vitesses est généralement caractérisée par un excédent de particules de haute énergie. De telles distributions peuvent être représentées mathématiquement par des fonctions kappa :

$$f_{\alpha}^{\kappa}(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{n_{0\alpha}}{2\pi(\kappa\omega_{\alpha}^2)^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)\Gamma(3/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa\omega_{\alpha}^2}\right)^{-(\kappa+1)} \quad (2.9)$$

où le paramètre κ est un réel avec $\kappa \geq 2$ et $\Gamma(x)$ est la fonction Gamma.

Les distributions kappa se différencient principalement de la maxwellienne aux hautes énergies. En effet, elles décroissent en loi de puissance, donc beaucoup moins vite en fonction de l'énergie E ou de la vitesse v que la distribution maxwellienne. L'excédent de particules suprathermiques est d'autant plus important que la valeur du paramètre κ est petite. Par contre, lorsque la valeur de l'indice κ tend vers l'infini, la fonction kappa tend vers une maxwellienne. Les fonctions kappa, aussi appelées lorentziennes généralisées, forment donc une classe de FDV plus étendue que la maxwellienne : la fonction maxwellienne représente le cas limite $\kappa \rightarrow \infty$.

Supposant que la FDV des particules à l'exobase est une fonction kappa, la FDV à une autre altitude dans l'exosphère est alors donné par :

$$\begin{aligned} f_{\alpha}^{\kappa}(\vec{r}, \vec{v}) &= \frac{n_{0\alpha}}{2\pi(\kappa\omega_{\alpha}^2)^{3/2}} A_{\kappa} \left[1 + \frac{v^2 + R_{\alpha}(\vec{r})}{\kappa\omega_{\alpha}^2}\right]^{-(\kappa+1)} \\ &= \frac{n_{0\alpha}}{2\pi(\kappa\omega_{\alpha}^2)^{3/2}} A_{\kappa} \left[1 + \frac{R_{\alpha}(\vec{r})}{\kappa\omega_{\alpha}^2}\right]^{-(\kappa+1)} \left[1 + \frac{v^2}{R_{\alpha}(\vec{r}) + \kappa\omega_{\alpha}^2}\right]^{-(\kappa+1)} \end{aligned} \quad (2.10)$$

où :

$$A_{\kappa} = \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)\Gamma(3/2)} \quad (2.11)$$

et $R_{\alpha}(\vec{r})$ est donnée par l'équation (2.8). Ceci résulte de l'équation (2.5) et de l'équation de conservation de l'énergie totale (2.1). Il s'agit donc encore d'une fonction Kappa ayant le même κ , mais une densité et une température différentes.

La Figure 2.2 montre plusieurs exemples de fonctions Kappa pour $2.5 \leq \kappa < \infty$. Elles sont toutes normalisées à la même valeur à $v = 0$: $f(0) = 1$. Pour des vitesses v inférieures ou comparables à v_{κ} , la distribution Kappa, pour une valeur $\kappa \geq 2.5$, est plutôt proche d'une Maxwellienne de même vitesse thermique.

Toutefois, la température Kappa équivalente, T_κ (définie à partir du deuxième moment de la fonction, comme le rapport entre la pression et la densité) est liée à la température Maxwellienne T_M , par l'expression $T_\kappa = (\kappa/(\kappa - 3/2))T_M$. Pour $v \gg v_\kappa$, la fonction Kappa décroît avec v comme une loi de puissance ($f_\kappa \propto v^{-2(\kappa+1)}$). Sur la Figure 2.2, on peut également voir que dans la limite $\kappa \rightarrow \infty$, $f_\kappa(v)$ se réduit à une distribution Maxwellienne avec $T_{\kappa \rightarrow \infty} = T_M$. Il faut noter que quand les distributions électroniques mesurées dans le vent solaire sont ajustées par des fonctions Kappa, le paramètre κ_e pour les électrons varie entre 2 et 5 (Maksimovic et al., 1997b).

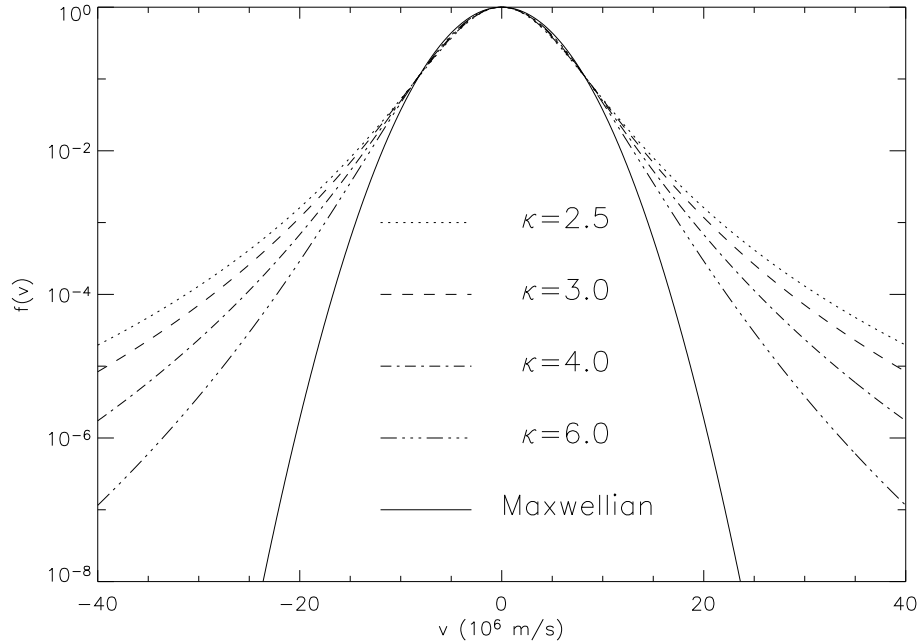


FIG. 2.2: Quelques exemples de fonctions Kappa pour $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0$ et 6.0 , normalisées à la même valeur à $v = 0$: $f(0) = 1$. Dans la limite $\kappa \rightarrow \infty$, les fonctions Kappa dégénèrent en une Maxwellienne (trait plein).

Tout comme la distribution de Maxwell, la distribution kappa est solution de l'équation de Vlasov, car elle s'exprime en fonction de l'énergie totale des particules qui est une constante du mouvement. Cette propriété justifie son utilisation pour un modèle exosphérique. Les fonctions kappa furent introduites dans le domaine des plasmas magnétosphériques par Vasyliunas (1968) pour ajuster les distributions de particules de plus de 1MeV observées dans le feuillet de plasma. Depuis lors, la fonction kappa a été utilisée à de nombreuses reprises pour ajuster les spectres d'énergie observés dans la magnétosphère de la Terre et des autres planètes ainsi que dans le vent solaire. Plus précisément, Scudder (1992) a utilisé ces fonctions en introduisant l'effet du filtrage des vitesses pour expliquer le chauffage coronal. Maksimovic et al. (1997a) ont élaboré pour la première fois un modèle exosphérique avec des fonctions kappa capable de produire un vent supersonique, mais avec l'inconvénient que celui-ci soit déjà supersonique à l'exobase, ce qui n'est pas le cas du vent solaire.

2.4.3 Vent solaire et fonctions Kappa

Le choix de fonctions kappa est-il représentatif des distributions des vitesses des particules du vent solaire? Les distributions protoniques sont, en moyenne dans le vent solaire calme, assez bien approximées par des maxwelliennes classiques (dans le repère du vent). Dans le cas des électrons par contre, le modèle de fonction de distribution qui représente le mieux les observations, est constitué, lorsque les distributions sont isotropes, d'une somme de deux maxwelliennes (voir par exemple Feldman et al. (1975); Pilipp et al. (1987)). Plus précisément, la figure (2.3) représente un exemple de distribution électronique mesurée par la sonde IMP-7 le 15 novembre 1972, tiré de l'article de Feldman et al. (1975). Pour les électrons du vent solaire, il apparaît clairement qu'un modèle de fonction de distribution des vitesses qui s'ajuste bien aux observations est constitué d'une somme de deux maxwelliennes :

- Une population d'électrons *thermiques* qui constitue le cœur de la fonction de distribution totale et
- Une population d'électrons *suprathermiques* qui constitue le halo de la fonction de distribution totale.

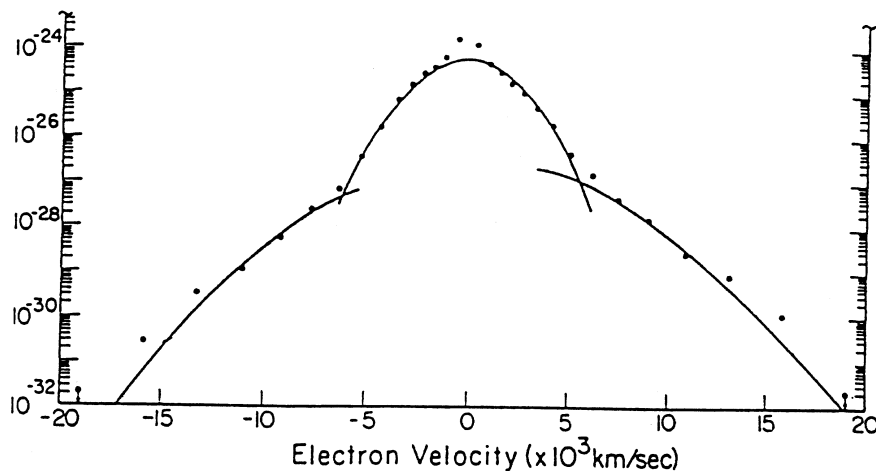


FIG. 2.3: Exemple de fonction de distribution électronique mesurée dans le vent solaire par la sonde IMP-7. Les traits pleins indiquent l'ajustement par une somme de deux maxwelliennes.

Or une telle représentation, comme l'indique la figure (2.4), est très proche d'une fonction kappa. Pour cette dernière figure, nous avons repris les valeurs d'une fonction de distribution électronique typique du vent solaire. Les mesures de la distribution sont indiquées par des losanges. En pointillés est représenté l'ajustement des valeurs de la distribution observée par un modèle classique comprenant deux maxwelliens. La courbe en trait plein représente une fonction kappa avec $\kappa_e = 3.44$, où κ_e est le paramètre kappa pour les électrons. On peut voir que la fonction kappa représente presque aussi bien les observations que la somme de deux maxwelliennes aux énergies inférieures ou égales à la température de la maxwellienne chaude, et mieux aux énergies supérieures.

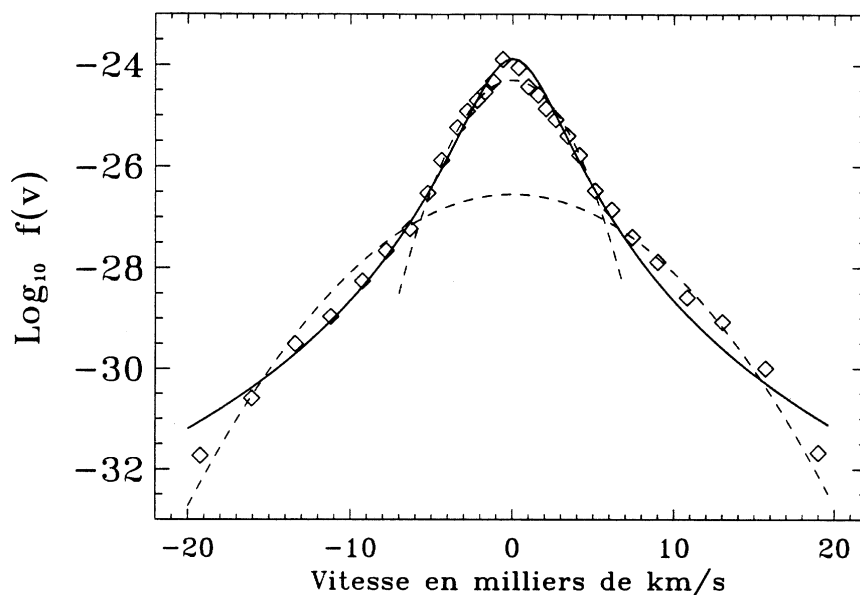


FIG. 2.4: Fonction de distribution électronique de la figure (2.3), ajustée et représentée par une fonction kappa (en trait plein), avec $\kappa_e = 3.44$.

Maksimovic et al. (1997b) ont également utilisé des fonctions kappa pour ajuster les fonctions de distribution électronique en utilisant les données Ulysse. Des observations récentes (Lin et al., 1997) ont suggéré l'existence d'une troisième composante Maxwellienne (*superhalo*) qui ne peut pas être ajustée par des fonctions kappa. Toutefois, cette partie de la distribution ($v \gg v_{th}$) ne contribue pas dans notre modèle.

De nombreuses observations récentes mettent en évidence que des fonctions non thermiques peuvent exister dans la couronne et même la haute chromosphère (Owocki and Ko, 1999; Pinfield et al., 1999; Esser and Edgar, 2000; Chiuderi and Chiuderi Drago, 2004; Doyle et al., 2004). Certains travaux théoriques ont par ailleurs proposé des mécanismes pouvant générer de telles fonctions dans la chromosphère (Roberts and Miller, 1998; Viñas et al., 2000) ou la couronne (Vocks and Mann, 2003). D'autres ont essayé de montrer que les distributions Kappa sont un état naturel, et assez répandu, des plasmas faiblement collisionnels (Collier, 1993; Ma and Summers, 1999; Treumann, 1999; Leubner, 2002; Collier, 2004). Tous ces efforts suggèrent que les fonctions kappa pourraient résulter de réels mécanismes physiques et ne sont pas seulement une façon commode d'ajuster les distributions non thermiques.

Dans le chapitre 4, nous reviendrons sur les observations dans le milieu interplanétaire pour une étude détaillée des caractéristiques des fonctions de distributions électroniques à partir des mesures des sondes Hélios, Wind et Ulysse.

L'intérêt principal des fonctions kappa est qu'elles ont un paramètre libre en moins par rapport à la somme de deux Maxwelliennes et qu'en plus elles ajustent bien les queues suprathermiques en loi de puissance. Du fait de ses diverses propriétés détaillées ci-dessus, la fonction kappa peut être utilisée dans les modèles exosphériques : elle est solution de l'équation de Vlasov régissant

le transport des particules dans un plasma non collisionnel, elle ajuste bien les spectres observés dans les plasmas spatiaux, et elle constitue une généralisation du cas maxwellien ($\kappa \rightarrow \infty$).

2.4.4 Somme de deux Maxwelliennes

Même si la fonction Kappa est la façon la plus commode pour décrire les distributions du vent solaire avec des queues suprathermiques, il y a plusieurs raisons pour considérer dans le modèle d'autres types de fonction. Tout d'abord, malgré les progrès théoriques décrits ci-dessus, il n'existe toujours pas de consensus sur leur fondement physique et même si elles sont proches des Maxwelliennes pour des vitesses faibles, elles ne le sont pas assez d'après les observations. Deuxièmement, les moments d'ordre supérieur à $2\kappa - 1$ divergent puisque $f_\kappa \propto v^{-2\kappa-2}$ aux grandes vitesses. Il faut quand même noter que cela n'est qu'une difficulté purement mathématique (voire philosophique) puisque ces moments ne jouent aucun rôle dans notre modèle. Troisièmement, d'après le théorème de Liouville, la valeur du paramètre κ qui représente le caractère non thermique, reste constante avec l'altitude en l'absence de collisions. En réalité, on pourrait plutôt s'attendre à ce qu'il y ait de moins en moins de collisions avec la distance et que, par conséquent, les distributions présentent des queues suprathermiques plus prononcées avec un κ qui décroît en fonction de la distance. En effet, des observations récentes de la couronne suggèrent que les propriétés non thermiques des distributions augmentent avec l'altitude (Esser and Edgar, 2000).

Pour ces raisons, nous considérons également une somme de deux Maxwelliennes, c'est-à-dire le moyen le plus classique qui sert à représenter les fonctions électroniques du vent solaire (Feldman et al., 1975; Pilipp et al., 1987). Ces fonctions n'ont aucun des inconvénients mentionnés ci-dessus. Si n_{c0} et T_{c0} sont respectivement la densité et la température des électrons à l'exobase pour la composante des électrons froids (le cœur de la distribution, *core*) et n_{h0} et T_{h0} les mêmes quantités pour la composante chaude (*halo*), on peut définir leur importance relative par deux paramètres : $\alpha_0 = n_{h0}/n_{c0}$ et $\tau_0 = T_{h0}/T_{c0}$. La densité et la température à l'exobase sont alors données par les expressions suivantes : $n_0 = n_{c0}(1 + \alpha_0)$ et $T_{e0} = ((1 + \alpha_0\tau_0)/(1 + \alpha_0))T_{c0}$. A chaque altitude, la densité est alors la somme de ces deux densités, celle du cœur et celle du halo. Il en est de même pour les flux et les pressions.

Ce qui est intéressant avec cette représentation est que les paramètres α et τ dépendent de la distance et, par conséquent, leur caractère non thermique ne reste pas constant contrairement aux fonctions kappa. Il faut noter que dans ce modèle purement non collisionnel, les deux composantes (cœur et halo) n'interagissent pas entre elles (ce qui est le cas par exemple dans le modèle hydrodynamique de Chen, Esser and Hu, 2003). Les expressions analytiques des moments de la distribution en fonction du potentiel électrostatique sont données dans l'Annexe A.

2.4.5 Une Maxwellienne plus une Kappa

La forme la plus générale pour la fonction de distribution qui inclut les deux cas précédents est la somme d'un cœur Maxwellien plus un halo Kappa. Cette fonction est plus proche d'une Maxwellienne à des vitesses basses par rapport à une simple Kappa et elle modélise bien la loi de puissance des queues supra-thermiques. De plus elle a l'avantage de la somme, c'est-à-dire le caractère non thermique n'est pas constant avec la distance. Dans la suite, nous utiliserons les mêmes définitions que précédemment pour les paramètres α_0 et τ_0 . A noter que pour $\kappa \rightarrow \infty$, cette fonction se réduit au cas d'une somme de deux Maxwelliennes. Pour $\alpha_0 \rightarrow \infty$, on retrouve une simple fonction Kappa. Dans le chapitre 4, nous verrons qu'un bon ajustement des fonctions de distribution électroniques observées in situ ne peut être obtenu qu'en utilisant ce type de fonction.

2.5 Catégories de particules

Dans les modèles cinétiques on classe les particules en plusieurs types, selon leurs trajectoires. Ceci découle de la résolution des équations donnant les constantes du mouvement qui sont l'énergie totale et le moment magnétique. En se plaçant dans le repère héliocentrique, on désigne par \vec{r} la position d'une particule et par \vec{v} sa vitesse dans ce référentiel. Cette dernière fait un angle θ avec la ligne de champ magnétique. La vitesse parallèle correspond à la vitesse du centre-guide le long de la ligne de champ, alors que la vitesse perpendiculaire est due à la rotation de la particule autour de cette ligne. Elles sont définies respectivement par $v_{\parallel} = v \cos \theta$ et $v_{\perp} = v \sin \theta$.

En utilisant les deux lois de conservation de l'énergie et du moment magnétique (2.1, 2.3), on obtient les équations :

$$v^2 = v^2(r_0) - R \quad (2.12)$$

et

$$\sin^2 \theta = \frac{B}{B(r_0)} \left(1 + \frac{R}{v^2} \right) \sin^2 \theta(r_0) \quad (2.13)$$

avec $R = \frac{2}{m} (E_p - E_p(r_0))$.

Si l'on considère les particules ayant une vitesse parallèle nulle à l'exobase (qui sont donc sur l'axe des vitesses perpendiculaires dans le plan des vitesses : $\theta(r_0) = \pi/2$), l'équation (2.13) devient :

$$\sin^2 \theta_m = \frac{B}{B(r_0)} \left(1 + \frac{R}{v^2} \right) \quad (2.14)$$

Ce point est un point miroir car les particules y ont une vitesse parallèle nulle et elles repartent en sens inverse par réflexion magnétique. L'angle θ_m définit donc le cône de perte des particules. Il opère une distinction entre les particules qui sont réfléchies magnétiquement dans l'exosphère et celles qui ne le sont pas. Selon la valeur de leur vitesse et de leur angle d'attaque θ , les particules suivent des trajectoires différentes.

En résumé, l'énergie cinétique des particules (c'est-à-dire la vitesse à laquelle elles s'enroulent autour des lignes de champ) dépend uniquement de leur énergie potentielle (qui varie avec la distance) par l'intermédiaire de l'équation (2.12), alors que la répartition de cette énergie entre vitesse perpendiculaire (rotation autour de la ligne) et vitesse parallèle (mouvement le long de la ligne) dépend de l'intensité du champ magnétique (qui varie avec la distance) par l'intermédiaire de l'équation (2.13).

On peut faire l'hypothèse que l'énergie potentielle résultant du potentiel de gravitation et du potentiel électrique est toujours monotone avec la distance. Cela est toujours vrai dans le cas des électrons car leur énergie potentielle électrique est croissante (vu que le potentiel électrique est décroissant et que les électrons sont chargés négativement) et que leur énergie potentielle de gravitation est aussi toujours croissante. Par contre ce n'est pas le cas des protons : les énergies potentielles de gravitation et électrique ont des sens de variation différents. Pour des distances au soleil suffisamment grandes, on vérifie que leur énergie potentielle de gravitation est négligeable devant l'énergie potentielle électrique, ce qui assure la monotonie. En revanche, ce n'est pas le cas lorsqu'on s'approche du soleil, la gravité reprenant le dessus. L'hypothèse de monotonie de l'énergie potentielle n'est donc applicable que pour les électrons.

Lorsque l'énergie potentielle totale est monotone, il y a deux cas possibles : soit l'énergie potentielle est croissante, soit elle est décroissante : cela correspond à une énergie potentielle respectivement négative et positive, car elle s'annule à l'infini (les potentiels gravitationnel et électrique sont tous deux conventionnellement nuls à l'infini).

2.5.1 Cas d'une énergie potentielle négative croissante (attractive)

$$E_p - E_p(r_0) > 0 \quad (R > 0)$$

C'est le cas des électrons. Si l'on considère l'équation (2.12), comme $R > 0$, on voit que la vitesse à l'altitude r est la vitesse initiale, diminuée d'une certaine quantité. Ceci est dû au fait que l'énergie potentielle est attractive et a tendance à freiner et retenir les particules qui s'échappent, ou accélérer celles qui viennent de l'extérieur. Donc si l'on se place à l'altitude r , on voit que seules les particules suffisamment rapides pourront s'extraire de l'attraction de l'astre, alors que les autres n'iront que jusqu'à une certaine altitude, avant de retomber vers l'astre. La vitesse limite de libération, notée v_∞ , est donnée par la conservation de l'énergie entre l'altitude r et l'infini, pour une particule qui arrive tout juste à se libérer de l'attraction de l'astre, c'est-à-dire qui arrive à l'infini avec une vitesse nulle :

$$\frac{1}{2}mv_\infty^2 + E_p = \frac{1}{2}m \times 0^2 + E_p(\infty)$$

c'est-à-dire :

$$v_\infty = \sqrt{\frac{-2E_p}{m}} \quad (2.15)$$

Les particules dont la vitesse est située dans la sphère de rayon v_∞ n'ont donc pas la possibilité d'atteindre l'infini et il existe une altitude r , où leur vitesse parallèle s'annule et où elles retombent vers l'exobase. Les particules dont la vitesse est située à l'extérieur de la sphère de rayon v_∞ ont une vitesse suffisante pour atteindre l'infini ou pour en être venues.

En résumé on a des particules dites *sortantes* (leur énergie cinétique à l'exobase peut vaincre la barrière de potentiel total) qui peuvent atteindre l'infini, des particules *ballistiques* qui, partant de l'exobase, retombent dans la barosphère et des particules *piégées* qui vont et viennent entre deux points miroirs dans l'exosphère (Figure 2.5). Enfin on a des particules *entrantes* qui viennent de l'infini. Dans les modèles exosphériques du vent solaire, ces dernières particules sont négligées. En effet, au vu de l'hypothèse de l'absence des collisions, il n'y a pas de particules d'origine solaire qui pourraient revenir à l'exobase. Il n'y a pas non plus de particules venant du milieu interstellaire qui est supposé vide. De telles particules pourraient être prises en compte lors des futures améliorations, mais leur absence est raisonnable dans le cadre des modèles purement non collisionnels.

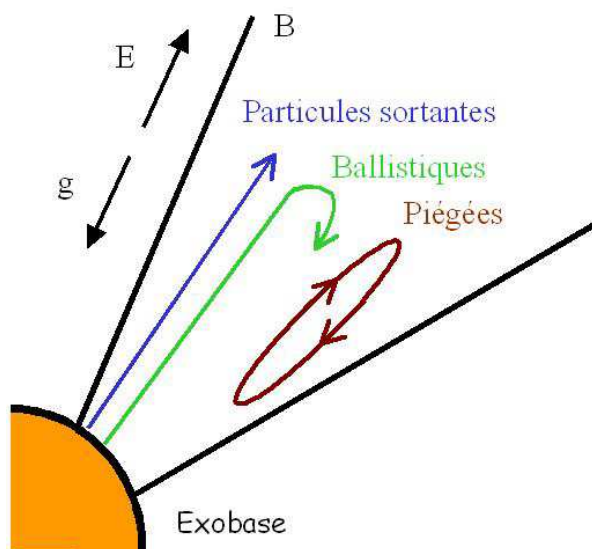


FIG. 2.5: Catégories des particules (protons ou électrons) dans les modèles exosphériques : on distingue des particules sortantes, ballistiques et piégées.

2.5.2 Cas d'une énergie potentielle positive décroissante (répulsive)

$$E_p - E_p(r_0) < 0 \quad (R < 0)$$

Dans ce cas, toutes les particules sont repoussées vers l'extérieur : il n'y a pas de vitesse de libération. Même les particules de vitesse initiale nulle acquièrent une vitesse minimale égale à $\sqrt{-R}$. Dans ce cas, il n'y a que des particules entrantes et sortantes. Comme il a été déjà évoqué, les particules entrantes sont négligées dans ce modèle. Donc finalement, il n'y a que des particules sortantes. Ce cas ne présente d'intérêt que si l'on considère des vents stellaires de type solaire qui sont

déjà supersoniques à leur base, comme on le verra au chapitre 3. Par contre, le vent solaire est transonique, c'est-à-dire qu'il démarre avec une vitesse subsonique et devient supersonique après avoir franchi une certaine altitude (équivalente au point critique de Parker). Dans ce cas, les protons doivent affronter un profil d'énergie potentielle croissant au début et puis décroissant ensuite.

2.5.3 Cas d'une énergie potentielle présentant un maximum

Ce cas se produit uniquement pour des particules chargées positivement (protons) : près de l'astre, le champ gravitationnel prend le dessus sur le champ électrique et l'énergie potentielle y est croissante, allant de l'altitude r_0 à l'altitude r_{max} , puis décroissante, de l'altitude r_{max} à l'infini.

Dans la première région, on peut se ramener au cas d'une énergie potentielle partout croissante, en ramenant l'infini à l'altitude r_{max} . Dans la seconde région, on peut se ramener au cas d'une énergie potentielle décroissante partout, en remplaçant l'exobase r_0 par r_{max} . La différence est que les particules qui partent de cette altitude ne sont plus toutes les particules de vitesse quelconque, comme dans le cas de l'exobase, mais seulement celles qui ont pu arriver jusque là, c'est-à-dire qui ont pu franchir la barrière de potentiel due à la croissance précédente de l'énergie potentielle. Ceci rend les calculs d'intégration plus délicats.

Ce cas du vent solaire a été traité par Jockers (1970) avec des distributions maxwelliennes pour les électrons. Plus récemment, Liemohn and Khazanov (1998) ont donné une méthode numérique générale qui permet de prendre en compte des profils de potentiel arbitraires. Khazanov et al. (1998) ont déjà appliqué cette méthode pour décrire certains phénomènes de la magnétosphère terrestre et de l'ionosphère.

Cette méthode consiste à suivre les trajectoires des particules en termes d'invariants du mouvement. Cela permet d'enlever la dépendance spatiale des distributions. La densité, le flux et les pressions (parallèle et perpendiculaire) sont données par les expressions :

$$n = \frac{\sqrt{2\pi}B}{m^{3/2}} \int \frac{f(E, \mu)}{\sqrt{E - \mu B - \Psi}} dE d\mu \quad (2.16)$$

$$F = \frac{2\pi B}{m^2} \int f(E, \mu) dE d\mu \quad (2.17)$$

$$P_{\parallel} = \left(\frac{2}{m}\right)^{3/2} \pi B \int \sqrt{E - \mu B - \Psi} f(E, \mu) dE d\mu \quad (2.18)$$

$$P_{\perp} = \frac{\sqrt{2\pi}B^2}{m^{3/2}} \int \frac{\mu f(E, \mu)}{\sqrt{E - \mu B - \Psi}} dE d\mu \quad (2.19)$$

La dépendance spatiale est maintenant considérée dans le domaine d'intégration sur l'espace $E - \mu$. Le problème technique est l'accessibilité des différentes populations de particules dans cet espace, ce qui est décrit en détail en Annexe B et plus succinctement dans Zouganelis et al. (2004).

2.6 Champ magnétique

Dans tout ce travail de thèse, on fait l'hypothèse d'un champ magnétique entièrement *radial* $B(r)$, variant donc comme r^{-2} , ce qui veut dire que la rotation du Soleil, ainsi que l'expansion superradiale éventuelle du vent sont négligées. Comme il a été montré par Chen et al. (1972) avec une approche fluide et par Pierrard et al. (2001) avec une approche exosphérique, le champ magnétique spiral ne change pas de manière importante la densité et la vitesse d'ensemble du vent. Par contre, les températures sont modifiées et plus particulièrement leurs anisotropies. De toute façon, le champ magnétique peut être considéré comme presque radial à 1UA, surtout dans le cadre de ce modèle où l'on s'intéresse aux aspects fondamentaux du vent rapide émanant des trous coronaux, c'est-à-dire des latitudes élevées. L'expansion superradiale est tout de même un élément qui pourrait influencer les résultats mais est négligée pour ne pas alourdir le modèle avec des paramètres libres supplémentaires. Il faut quand même noter qu'au vu de récentes observations (Habbal et al., 2001), l'hypothèse d'un champ magnétique radial n'est pas injustifiée.

2.7 En pratique

La mise en œuvre d'une approche exosphérique consiste :

1. Tout d'abord, à se donner une première estimation du potentiel électrique $\phi_E(r)$. De cette estimation dépendent tous les points suivants.
2. Ensuite, à déterminer les trajectoires caractéristiques de l'espace des phases qui sont accessibles. Cela revient à résoudre les équations (2.1) et (2.3), tenant compte de $\phi_E(r)$. La détermination des caractéristiques revient à définir plusieurs classes de particules, comme nous l'avons déjà vu.
3. Une fois les classes des particules déterminées, il faut les peupler en se donnant une fonction de distribution des vitesses f_0 à l'exobase r_0 . Cela impose automatiquement, d'après (2.5), la distribution des vitesses à une altitude r quelconque. A ce point là, nous disposons des expressions de $f_e(\phi_E)$ et $f_p(\phi_E)$ qui sont en fait des fonctionnelles du potentiel $\phi_E(r)$.
4. Enfin, connaissant $f_e(\phi_E)$ et $f_p(\phi_E)$, il est possible de calculer les moments des fonctions, par exemple $n_e(\phi_E)$ et $n_p(\phi_E)$ ainsi que les flux $F_e(\phi_E)$ et $F_p(\phi_E)$ à toutes les distances. Au début on impose l'égalité des flux à la base afin de ne pas avoir de courant électrique, ce qui permet de calculer un potentiel tel que $F_e(\phi_{E0}) = F_p(\phi_{E0})$. Ensuite, si $n_e(\phi_E) = n_p(\phi_E)$ pour toutes les distances, alors l'estimation initiale du potentiel électrique est bonne et l'on peut calculer les autres moments de $f_e(\phi_E)$ et de $f_p(\phi_E)$ afin d'obtenir les vitesses moyennes et températures du vent solaire. Si par contre $n_e(\phi_E) \neq n_p(\phi_E)$, alors il faut retourner au point (1), se donner une nouvelle estimation du potentiel électrique $\phi_E(r)$ et itérer à nouveau tout le processus.

En toute rigueur à la place du point (4), il faudrait résoudre l'équation de Poisson qui détermine les valeurs exactes des densités de charge en fonction du potentiel de polarisation ϕ_E . En fait pour des échelles supérieures à la longueur de Debye du milieu, la condition de quasi-neutralité $n_e(r) = n_p(r)$ est suffisante.

2.8 Résultats

Afin de simplifier les calculs et les rendre cohérents on choisit comme altitude de l'exobase $r_0 = 1R_\odot$. Notons que, de toute façon, il est difficile de la déterminer avec précision, l'exobase étant définie par des paramètres mal connus. Une valeur plus réaliste de l'exobase serait légèrement supérieure à $1R_\odot$ mais cela n'a pas d'impact qualitatif sur nos résultats. Ensuite, on suppose des températures à l'exobase $T_{e0} = 10^6 K$ et $T_{p0} = 2T_{e0}$, ce qui est le plus proche des observations récentes (Cranmer, 2002). La densité choisie à l'exobase n'affecte pas les résultats de la vitesse ni ceux de la température puisqu'il s'agit simplement d'un facteur multiplicatif pour les profils de densité.

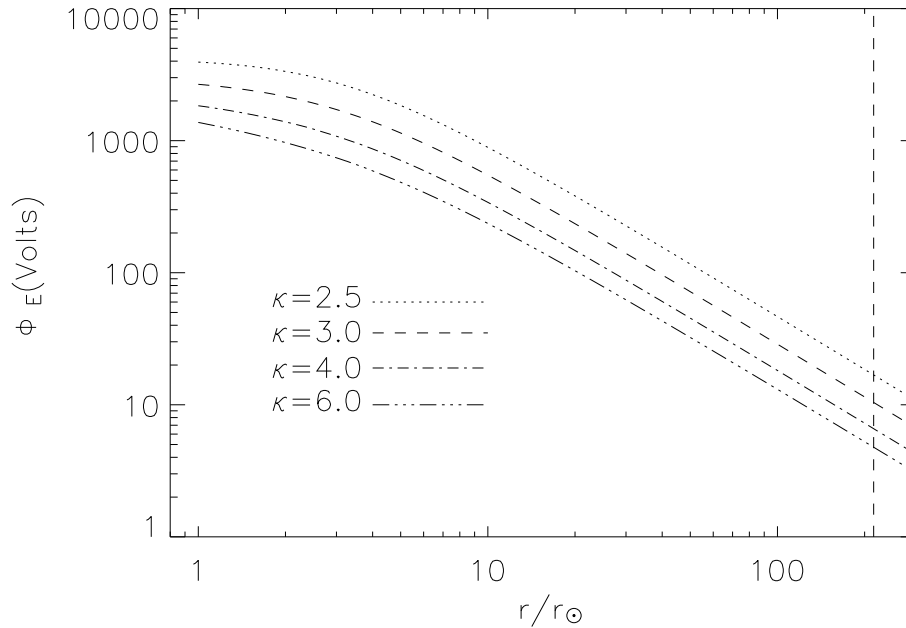


FIG. 2.6: Potentiel électrostatique interplanétaire pour $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0$ et 6.0 . La ligne pointillée verticale montre la distance de l'orbite de la Terre (1UA).

Tout d'abord on considère des fonctions Kappa pour les électrons. Le potentiel électrique qui est calculé afin d'avoir la quasi-neutralité à toute distance et l'égalité des flux à l'exobase est tracé sur la figure 2.6 pour différentes valeurs de κ variant de $\kappa = 6$ à $\kappa = 2.5$, ce qui représente le cas d'une queue importante. La figure 2.7 montre l'énergie potentielle totale des protons pour les mêmes valeurs de κ . On peut voir que la valeur du maximum du potentiel augmente quand le κ décroît. Cela s'explique par le fait que quand il y a plus d'électrons suprathermiques, un potentiel électrique plus fort est nécessaire pour assurer la quasi-neutralité. A noter que la distance r_{max} du maximum augmente avec le κ , tout comme le point

critique de Parker s'éloigne de la base du vent quand le vent est moins rapide (par exemple pour une température plus faible). Pour une FDV Maxwellienne ($\kappa \rightarrow \infty$), l'énergie potentielle totale des protons augmente de façon monotone et tend asymptotiquement vers zéro (tout en restant toujours négative).

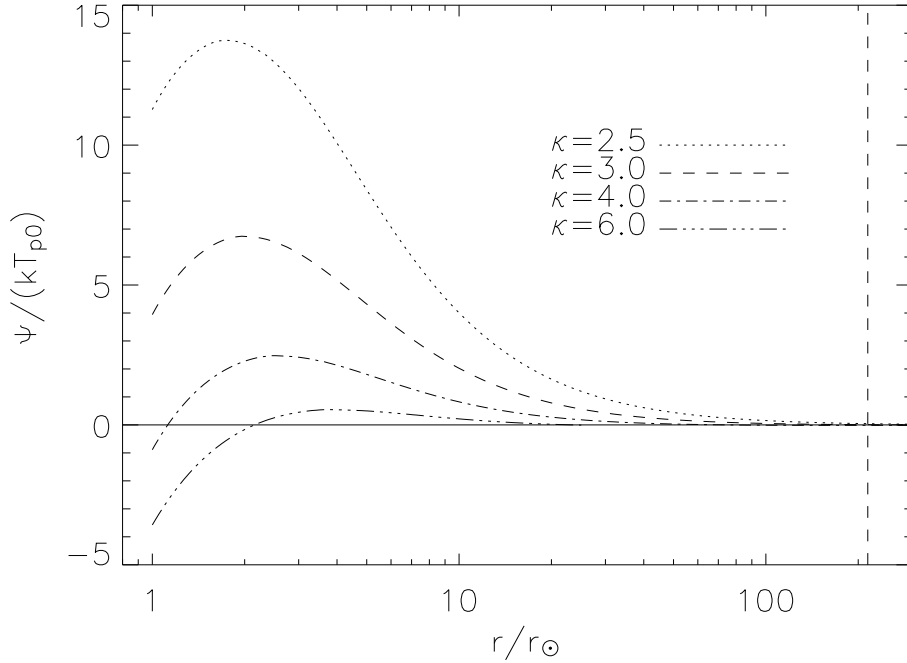


FIG. 2.7: *Energie potentielle totale des protons pour $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0$ et 6.0 . La ligne pointillée verticale montre la distance de l'orbite de la Terre (1UA). L'énergie est normalisée à $k_b T_{p0}$.*

La vitesse d'ensemble (calculée par le rapport du flux sur la densité) est montrée sur la figure 2.8 pour une distribution Kappa. Une vitesse terminale élevée ($> 700 \text{ km s}^{-1}$) est obtenue quand la queue suprathermique est importante ($\kappa = 2.5$). Cela est dû à la valeur élevée du maximum de l'énergie potentielle des protons ($\approx 14k_b T_{p0}$), qui est transformée en énergie cinétique des protons sortants qui sont accélérés après la distance r_{max} . On remarque que la majeure partie de cette vitesse terminale est atteinte à une distance héliocentrique petite ($\approx 10R_{\odot}$); cela est dû à l'accélération importante qu'on peut par ailleurs voir par la pente raide du potentiel avant r_{max} . A noter qu'il s'agit de la vitesse terminale la plus élevée qu'on puisse obtenir avec le modèle exosphérique quand on utilise des FDV Kappa avec les températures ci-dessus.

Les profils de densité sont montrés sur la figure 2.9. On peut voir que la densité est pratiquement indépendante de la valeur du κ . La densité à 1UA dépend de celle choisie à l'exobase. Pour cette figure on a supposé une densité à l'exobase $n_0 = 1.8 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$, qui correspond à la densité d'un trou coronal extrapolé à $r_0 = 1R_{\odot}$ (Koutchmy, 1977), en accord avec des études récentes sur les densités électroniques atmosphériques et coronales (Esser and Sasselov, 1999). Avec cette densité à l'exobase, le modèle donne une densité de 6 cm^{-3} à 1UA, du même ordre que celle mesurée in situ. Il faut quand même insister sur le fait que le reste des résultats ne dépend pas de la densité.

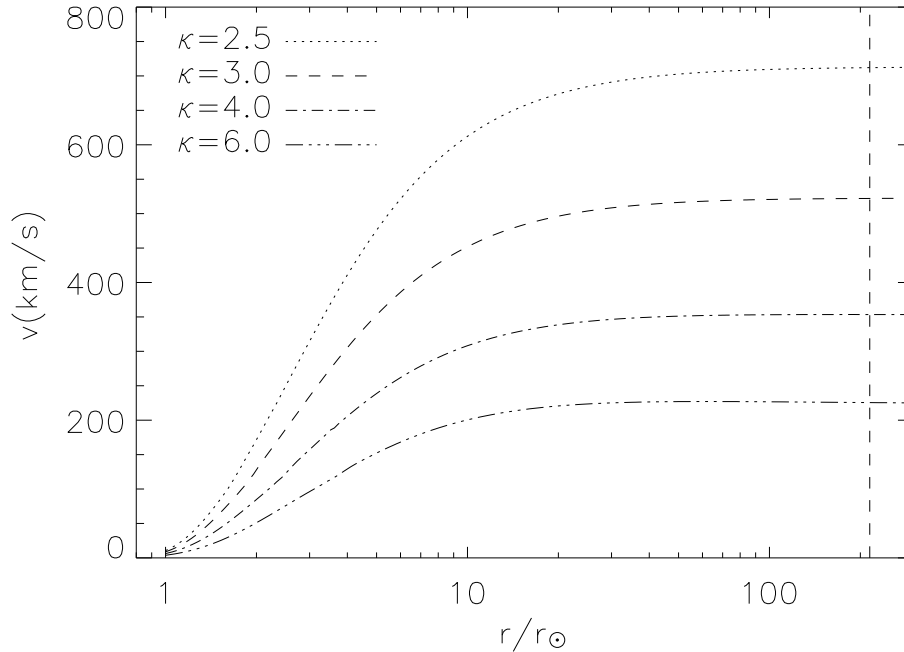


FIG. 2.8: Profils de la vitesse d'ensemble pour $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0$ et 6.0 .

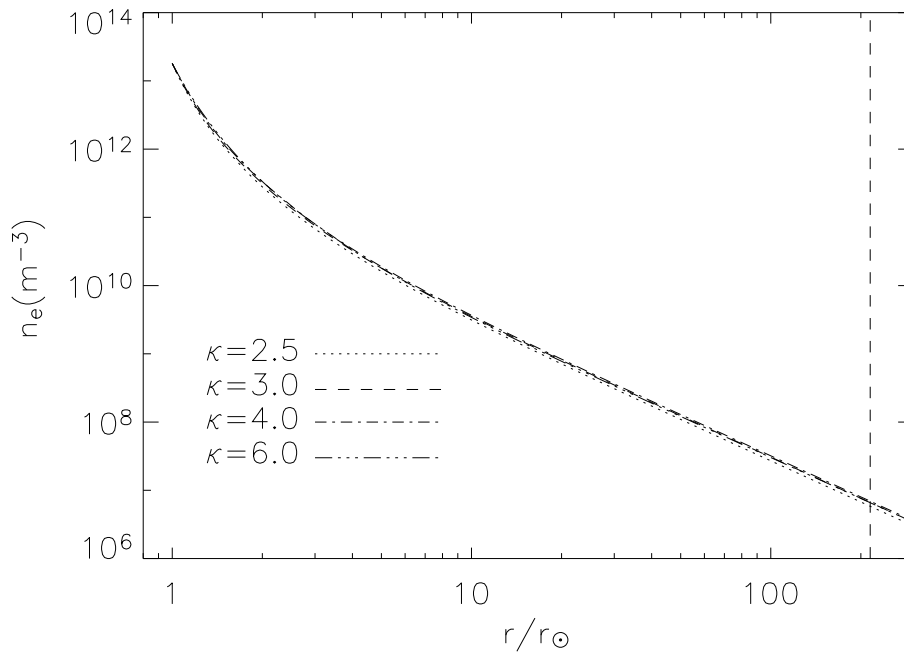


FIG. 2.9: Profils de la densité électronique pour $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0$ and 6.0 .

Cette analyse confirme les résultats précédents des modèles exosphériques obtenus avec des FDV Kappa (Maksimovic et al., 1997a). Il existe, toutefois, deux différences fondamentales. Dans le présent travail, les profils de vitesse parcourent le domaine entier subsonique/supersonique, ce qui n'était pas le cas quand l'exobase était située après la distance r_{max} . La deuxième différence est qu'on obtient des vitesses terminales élevées avec des températures à l'exobase similaires à celles

observées. Il faut quand même noter qu'on ne peut pas faire de comparaison directe parce qu'une définition légèrement différente de l'exobase a été utilisée, ce qui rend les températures protoniques à l'exobase différentes. Dans tous les cas, les deux modèles arrivent à produire des vitesses terminales élevées sans aucune hypothèse de mécanisme de chauffage supplémentaire (*ad hoc*) dans la couronne externe, contrairement aux modèles hydrodynamiques usuels. De plus, le fait que le vent rapide est obtenu avec des κ petits est en accord avec les observations qui montrent que les FDV mesurées dans le vent solaire rapide ont des queues suprathermiques importantes tandis que celles du vent lent sont plus proches des Maxwelliennes (Maksimovic et al., 1997b).

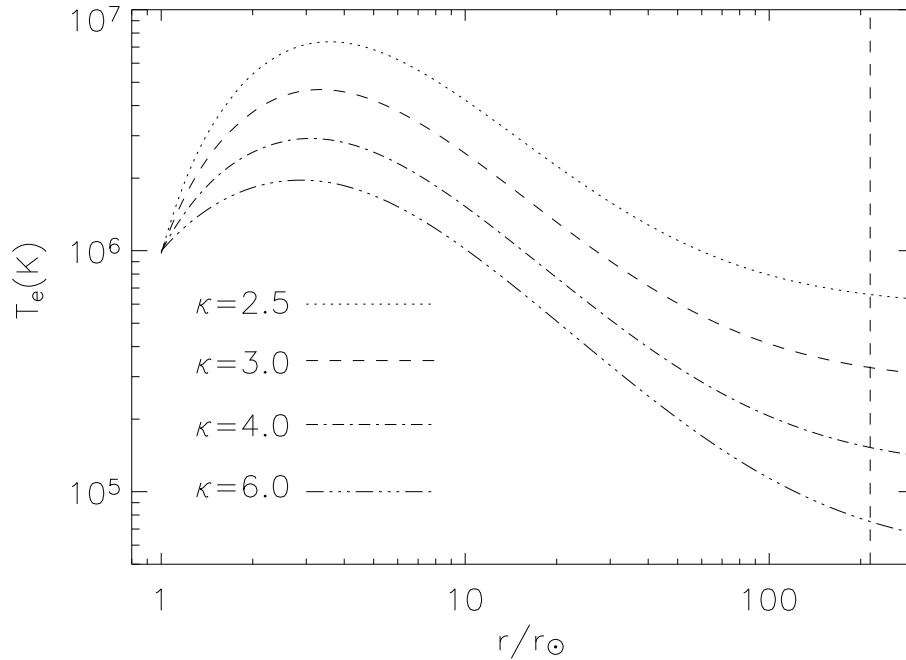


FIG. 2.10: Profils de température électronique pour $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0$ et 6.0 .

Les queues suprathermiques pour des κ petits ont une autre conséquence importante. Elles sont à l'origine d'une augmentation remarquable de la température électronique avec la distance jusqu'à un maximum ($\approx 7 \times 10^6$ K) juste au dessus de l'exobase après quelques rayons solaires. Ce maximum de la température électronique est plus petit pour de grandes valeurs de κ et disparaît quand $\kappa \rightarrow \infty$ (fig.2.10) tout comme le maximum du potentiel total des protons. Cette augmentation de température est une conséquence directe du filtrage de la FDV non Maxwellienne par le potentiel électrostatique attractif (Scudder, 1992). Une aussi grande augmentation n'est pas observée, ce qui suggère que les fonctions Kappa ne soient pas pertinentes pour modéliser les queues suprathermiques dans la couronne. A noter cependant que le maximum se produit dans une région où aucune mesure n'est disponible.

On va maintenant considérer le cas de la somme de deux Maxwelliennes ou la somme d'un cœur maxwellien et un halo Kappa. En général, les résultats sont assez similaires. Pour la même accélération, on obtient à peu près la même

augmentation de température que dans le cas Kappa, comme on peut le voir sur la figure 2.11 ($\alpha_0 = 0.03$, $\tau_0 = 5$ et $\kappa = 2.5$), qui correspond à une vitesse terminale de $\sim 770 \text{ km s}^{-1}$. On voit que l'augmentation de la température n'est pas un artefact des fonctions Kappa, mais un comportement général des distributions non thermiques. Pour une vitesse terminale donnée, le mécanisme de filtrage produit la même augmentation de température. Il est important de noter que les modèles non collisionnels sont censés donner des températures électroniques correctes (Meyer-Vernet and Issautier, 1998), parce que les collisions avec les autres particules n'affectent pas beaucoup l'énergie des électrons (à cause de leur faible masse), tandis que les collisions entre électrons ne changent pas leur température totale. Dans tous les cas, il faut rappeler qu'il s'agit d'un modèle "d'ordre zéro", qui est élaboré pour étudier la physique de base de l'accélération du vent. Ce modèle n'inclut que très peu de paramètres libres et ne prétend pas reproduire en détail toutes les observations.

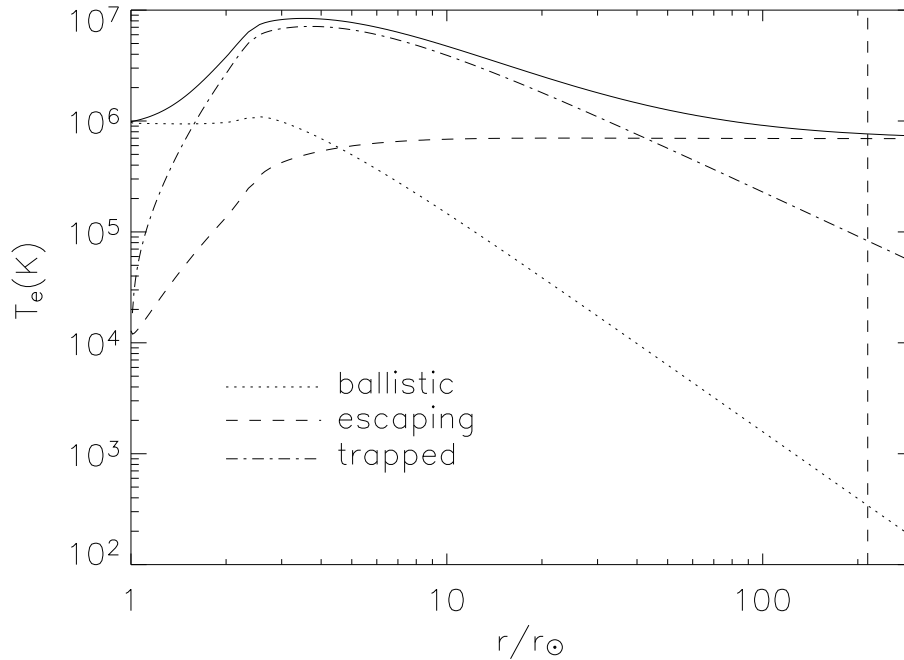


FIG. 2.11: Profil de la température électronique (trait plein) pour une somme d'un cœur Maxwellien et un halo Kappa avec $\alpha = 0.03$, $\tau = 5$ et $\kappa = 2.5$. Les autres courbes montrent les contributions de différentes espèces de particules.

La figure 2.11 montre aussi les contributions de différentes espèces de particules à la température électronique totale. Aux grandes distances, le profil de la température est la somme d'un terme $\propto r^{-4/3}$ plus une constante. Le terme $r^{-4/3}$ provient des électrons qui sont isotropiquement distribués (ballistiques et piégés) et qui sont confinés par le potentiel électrique interplanétaire, qui présente la même variation radiale aux grandes distances. Le terme constant provient de la température parallèle des électrons sortants. Cela est en accord avec les résultats analytiques de Meyer-Vernet and Issautier (1998) qui ne dépendent pas de la FDV à la couronne, mais qui ont été obtenus avec un potentiel des protons monotone. Quand l'énergie potentielle des protons n'est pas monotone, le profil

asymptotique de la température électronique est encore la somme d'un terme variant comme $r^{-4/3}$ dû aux électrons balistiques et piégés plus une constante due aux électrons sortants (Meyer-Vernet et al., 2003), mais l'importance relative de ces termes n'est pas forcément la même à 1UA.

La figure 2.12 indique les résultats pour une somme de deux Maxwelliennes. Ce diagramme montre les contours de la vitesse terminale (à 1UA) en fonction de α_0 et τ_0 . On peut voir que ce type de FDV permet d'expliquer les valeurs de la vitesse du vent rapide ($\sim 700 - 800 \text{ km s}^{-1}$). La vitesse terminale augmente avec le τ_0 , ce qui n'est pas surprenant puisque la température du halo augmente. En ce qui concerne le paramètre α_0 , la vitesse terminale se comporte d'une manière différente. On voit que la vitesse terminale présente un maximum pour une certaine valeur de α_0 (pour un τ_0 donné). Cela est raisonnable puisque pour $\alpha_0 \rightarrow 0$ et $\alpha_0 \rightarrow \infty$ on a simplement une Maxwellienne de température T_{e0} tandis que pour α_0 entre ces limites, la FDV des électrons n'est pas thermique et permet une accélération plus importante due au mécanisme de filtrage des vitesses. De plus, près de ces limites, la vitesse terminale devient indépendante du τ_0 puisqu'il n'y a qu'une seule fonction. Cela produit des lignes de contour verticales.

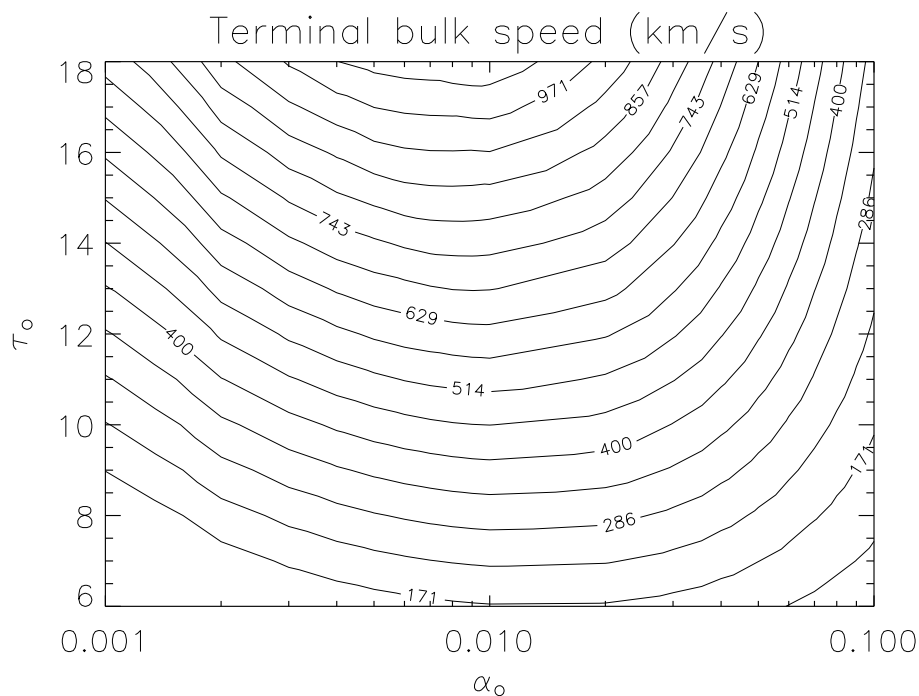


FIG. 2.12: Contours de la vitesse terminale (à 1UA) pour une somme de deux Maxwelliennes en fonction de α_0 et τ_0 .

Pour une somme d'un cœur Maxwellien plus un halo Kappa (par exemple avec $\kappa = 2.5$), le diagramme des contours de la vitesse terminale est similaire au cas précédent (fig.2.13). La différence principale est l'accélération plus importante due à l'utilisation de la fonction Kappa. Les maxima pour un τ_0 donné sont maintenant déplacés vers de plus grandes valeurs de α_0 . Cela est dû au fait que pour $\alpha_0 \rightarrow \infty$ la FDV est maintenant juste une simple Kappa qui accélère le vent beaucoup plus qu'une simple Maxwellienne. Il faut noter qu'on obtient des

vitesse très élevées même sans utiliser une Kappa (fig.2.12). Cela montre que l'accélération n'est pas un artefact de la fonction Kappa, mais bien la conséquence des distributions non thermiques. Il n'y a pas de limitation sur les paramètres α_0 et τ_0 (contrairement au cas d'une fonction Kappa où l'on doit se limiter à $\kappa > 2$), mais on pourrait contraindre ces paramètres par des observations coronales ou par des mesures in situ près du Soleil.

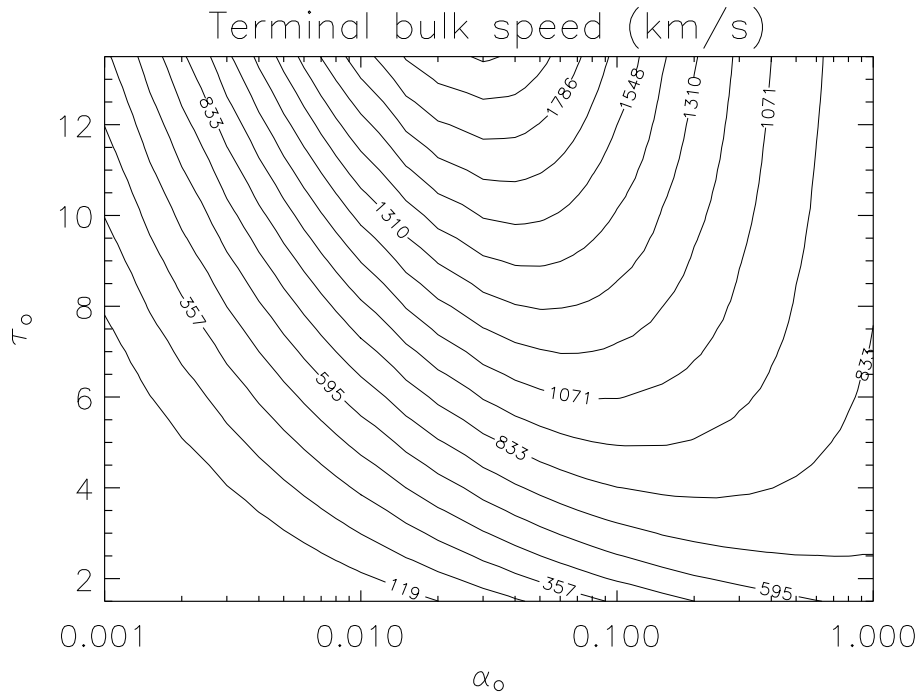


FIG. 2.13: Mêmes paramètres que sur la fig.2.12, mais pour une somme d'un cœur Maxwellien et d'un halo Kappa avec $\kappa = 2.5$.

2.9 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons décrit les principes d'un modèle cinétique non collisionnel (appelé exosphérique) dans le but d'expliquer l'accélération du vent solaire rapide. Nous avons supposé des distributions de vitesse non thermiques à la couronne, ce qui constitue la seule hypothèse forte de ce modèle. Par rapport aux modèles précédents, nous avons placé l'exobase du vent rapide à basse altitude, ce qui est le cas de trous coronaux. Cela a permis d'obtenir pour la première fois la solution complète des profils de vitesse du vent rapide, y compris la transition entre les régimes subsonique et supersonique. Cela a exigé une technique de résolution spéciale pour un potentiel des protons non monotone (Annexe B). Nous avons ainsi pu répondre à une des critiques des modèles exosphériques qui ne produisaient jusqu'à présent qu'un vent déjà supersonique à l'exobase (Maksimovic et al., 1997a).

Il y a deux résultats importants dans notre travail. Tout d'abord, nous avons montré le rôle fondamental des distributions de vitesses électroniques pour l'ac-

célération du vent. La valeur élevée de la vitesse terminale n'est pas un artefact de l'utilisation des fonctions Kappa (seules fonctions non thermiques utilisées jusqu'à présent dans les modèles exosphériques). On peut obtenir des vitesses (encore plus) élevées avec une somme de deux Maxwelliennes (une froide plus une chaude), qui est le modèle le plus utilisé pour représenter les distributions électroniques observées.

Deuxièmement, l'accélération du vent est plus importante par rapport aux modèles exosphériques précédents. Cela est dû à la forme du potentiel des protons qui n'est pas monotone et qui oblige certains protons à retourner vers le Soleil. Cela réduit le flux de protons qui s'échappent et, par conséquent, le potentiel électrique qui accélère le vent est renforcé. Il faut aussi noter que la vitesse terminale est anticorrélée avec le rapport de la température des protons sur celle des électrons à l'exobase. Cela montre qu'on n'a pas besoin de supposer de grandes températures coronales (qui sont irréalistes) ni un chauffage supplémentaire de la région externe de la couronne pour expliquer les vitesses élevées du vent solaire rapide.

Une propriété fondamentale des distributions non thermiques est le mécanisme de filtrage des vitesses (Scudder, 1992). Cela produit une augmentation de la température électronique en quelques rayons solaires juste après l'exobase et constitue un problème grave du modèle. Cela pourrait être dû à l'approximation utilisée pour calculer le potentiel électrique (Annexe B). Si l'on supprime cette approximation, la vitesse terminale augmentera, mais l'influence sur la température électronique n'est pas connue a priori. Un autre élément qui pourrait influencer les résultats est une expansion superradiale du vent.

Une incohérence apparente du modèle est le peuplement des électrons piégés. Ces électrons peuvent apparaître seulement si les collisions modifient les vitesses des électrons pour qu'ils soient réfléchis avant d'atteindre l'exobase. Dans un modèle purement non collisionnel, les trajectoires des électrons piégés ne devraient pas être peuplées. Par contre, dans ce cas-là, les FDV auraient de fortes discontinuités qui devraient rapidement disparaître même avec peu de collisions (sans parler des instabilités de plasma). Par conséquent, nous pensons qu'il est raisonnable de peupler ces trajectoires de façon que la FDV ne présente pas de discontinuité pour les particules qui ne s'échappent pas. Cela a été le cas de tous les modèles exosphériques précédents. On verra dans le chapitre suivant que cette hypothèse a une conséquence capitale sur ces modèles.

La nature non collisionnelle de notre modèle est un inconvénient qui lui est inhérent. Des simulations cinétiques récentes du vent solaire, qui prennent en compte les collisions binaires entre les particules (Landi and Pantellini, 2003), suggèrent que les collisions soient un élément décisif pour l'accélération du vent. Par contre ces simulations n'avaient pas jusqu'à présent considéré des distributions d'électrons non thermiques. Ceci est l'un des objets du chapitre suivant.

Le rôle des collisions a été étudié par Landi and Pantellini (2001) et Dorelli and Scudder (2003) pour la couronne solaire. Le flux de chaleur des électrons, qui joue un rôle clé pour l'accélération du vent, semble être essentiellement déterminé par la queue non collisionnelle. Cela suggère que même si le présent modèle néglige les collisions, il devrait décrire assez correctement les mécanismes physiques en

jeu, puisqu'il est basé sur l'effet des électrons suprathermiques qui sont non collisionnels. Dans le chapitre suivant, nous verrons quel est l'effet des collisions avec des FDV non thermiques dans le cadre des simulations et comment ces collisions modifient les résultats des modèles exosphériques.

Chapitre 3

L'influence des collisions

Sommaire

3.1	Le principe des simulations	33
3.2	Résultats	35
3.3	Conclusions	40

Malgré le succès du modèle exosphérique concernant l'accélération du vent solaire rapide, il est toujours critiquable. Le fait de négliger les collisions ne peut pas être pris à la légère. On rappelle que le vent solaire est un milieu *faiblement* collisionnel, ce qui n'est pas synonyme de *non* collisionnel. Dans ce chapitre, on s'intéressera à l'effet des collisions sur les résultats des modèles exosphériques. Pour cela nous allons comparer ces derniers avec les résultats de simulations numériques (Landi and Pantellini, 2003) qui prennent en compte les collisions Coulombiennes. Cela va nécessiter de généraliser ces simulations à des fonctions Kappa. On s'intéressera également à la physique de différentes solutions du modèle exosphérique, dans des régimes autres que celui du vent solaire, ce qui nous permettra d'unifier les théories précédentes et de généraliser le modèle en lui permettant ainsi d'être appliqué à des cas de vents stellaires de type solaire faiblement collisionnels.

3.1 Le principe des simulations

Récemment Landi and Pantellini (2003) ont présenté des simulations cinétiques auto-cohérentes du vent solaire stationnaire en prenant en compte les collisions Coulombiennes entre les particules. Il s'agit de la première simulation cinétique qui couvre les régions subsonique et supersonique. Dans ce modèle on résout les équations du mouvement pour un ensemble de N électrons et N protons soumis à l'action d'un champ gravitationnel \vec{g} et un champ électrique \vec{E} (fig.3.1).

L'équation de mouvement d'une particule de masse m et charge q dans un champ gravitationnel central est :

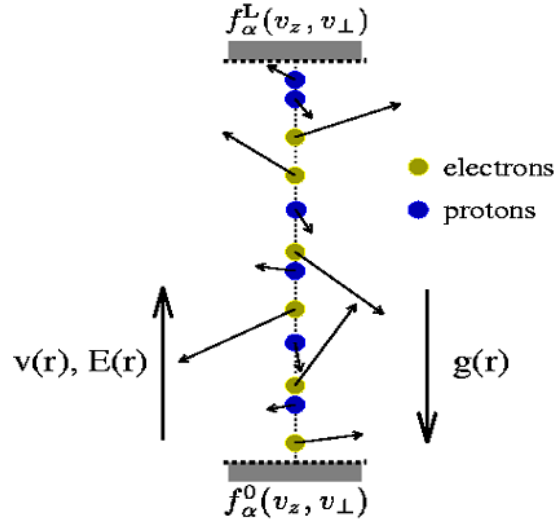


FIG. 3.1: Illustration schématique du modèle avec collisions. Un plasma d'électrons et protons est soumis à l'action d'un champ gravitationnel $g(r)$ dirigé le long de la direction r . A cause des masses différentes des électrons et des protons, un champ électrique $E(r)$, superposé au champ gravitationnel, est nécessaire pour assurer la neutralité du plasma. La probabilité de collision de deux particules dépend de leur vitesse relative de façon à simuler des collisions de type coulombien. Si une particule atteint un de deux bords en $r = 0, L$, elle est reinjectée dans le domaine selon une fonction de distribution de vitesse parallèle v_r et perpendiculaire v_{\perp} comme indiqué dans le texte. [D'après Landi, 2001]

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{GM_{\odot}}{r^2} + \frac{L^2}{m^2r^3} + \frac{q}{m}E(r) \quad (3.1)$$

$$\vec{L} = m\vec{r} \times \vec{v}_{\perp} = \text{const} \quad (3.2)$$

où G est la constante gravitationnelle, \vec{L} le moment angulaire de la particule et \vec{v}_{\perp} sa vitesse perpendiculaire à la direction radiale. Dans l'équation (3.1), le champ électrique, à la différence de l'accélération gravitationnelle, n'est pas connu d'avance. Sa présence est nécessaire pour assurer la neutralité du plasma, tout comme le champ électrique des modèles exosphériques.

L'équation (3.1) est intégrée pour chaque particule jusqu'à ce que deux d'entre elles se trouvent à la même altitude r . Dans ce cas, elles peuvent subir une collision élastique selon une certaine loi de probabilité ou section efficace de collision proportionnelle à :

$$R_{\alpha\beta}(u) = (u_{\alpha\beta}/u)^4, u \geq u_{\alpha\beta} \quad (3.3)$$

où u est leur vitesse relative, les indices α et β correspondent respectivement aux électrons et protons (collisions électron-électron, électron-proton et proton-proton). Si $u < u_{\alpha\beta}$, on pose $R_{\alpha\beta}(u) = 1$, ce qui correspond à des collisions de type sphères dures qui sont indépendantes de la vitesse. Le choix de ces expressions pour la probabilité de collision est basé sur le fait que la section efficace dans un plasma collectif complètement ionisé, où l'on tient compte de l'effet cumulé

d'un grand nombre de collisions à grande portée, est $\propto u^{-4}$ (Spitzer, 1956). On peut considérer une collision dans ce modèle comme étant représentative de l'effet d'un grand nombre de collisions à longue portée. On peut aussi montrer (Landi and Pantellini, 2001) qu'à partir du nombre de particules N dans le système et des vitesses de coupure $u_{\alpha\beta}$, les fréquences de collision dans ce modèle sont complètement déterminées et équivalentes aux fréquences de collision que l'on obtient à partir des théories classiques du transport basées sur l'équation Fokker-Planck.

Lorsque une particule atteint un des deux bords en $r = 0$ et $r = L$ (voir fig.3.1), il faut choisir une méthode pour la réintroduire dans le système, par exemple par réflexion élastique. Dans ce cas, la composante radiale de sa vitesse change de signe et l'énergie du système est conservée. Le résultat stationnaire que l'on obtient n'est autre que celui d'un plasma isotherme, sans flux de masse, où les fonctions de distribution des électrons et des protons sont des Maxwelliennes. Si toutes les particules qui rencontrent un des bords sont réinjectées du même bord, on obtient un plasma stationnaire sans écoulement. Au contraire, si une partie des particules est réinjectée du côté opposé, avec une probabilité qui est une fonction de la vitesse moyenne et de la température choisie préalablement, on peut simuler un plasma avec un écoulement permanent.

La position et la vitesse de chaque particule sont enregistrées régulièrement et l'ensemble de ces "observations" donne les fonctions de distribution pour les électrons et les protons. A partir de ces distributions, on déduit les grandeurs macroscopiques principales, comme dans les modèles exosphériques.

Les simulations de Landi and Pantellini (2003) montrent que l'énergie potentielle des protons présente un maximum dans le cas d'un vent supersonique, comme dans les modèles exosphériques. De plus, un taux de collisionnalité minimum près du point sonique est nécessaire pour avoir un vent transonique. En d'autres termes, la densité coronale doit être supérieure à une valeur seuil pour que l'accélération soit suffisamment forte. Landi and Pantellini (2003) ont aussi montré que le flux de chaleur électronique est très différent de la valeur classique de Spitzer and Harm (1953). Dans ce qui suit, nous présentons de nouveaux résultats de ces simulations en utilisant des FDV Kappa pour les électrons et nous les comparons avec les résultats des modèles exosphériques.

3.2 Résultats

L'état physique de la couronne à une distance héliocentrique r_0 (exobase) est caractérisé par un paramètre clé sans dimensions : le rapport entre l'énergie thermique d'un proton sur son énergie gravitationnelle. Soit

$$\alpha \equiv \frac{2v_{th0}^2}{v_{esc}^2} = \frac{2r_0 k_B T_0}{m_p M G} \propto r_0 T_0 \quad (3.4)$$

où M est la masse de l'étoile (en l'occurrence le Soleil), T_0 est la température à la base du vent, qui est supposée pour simplifier dans ce chapitre être la même pour

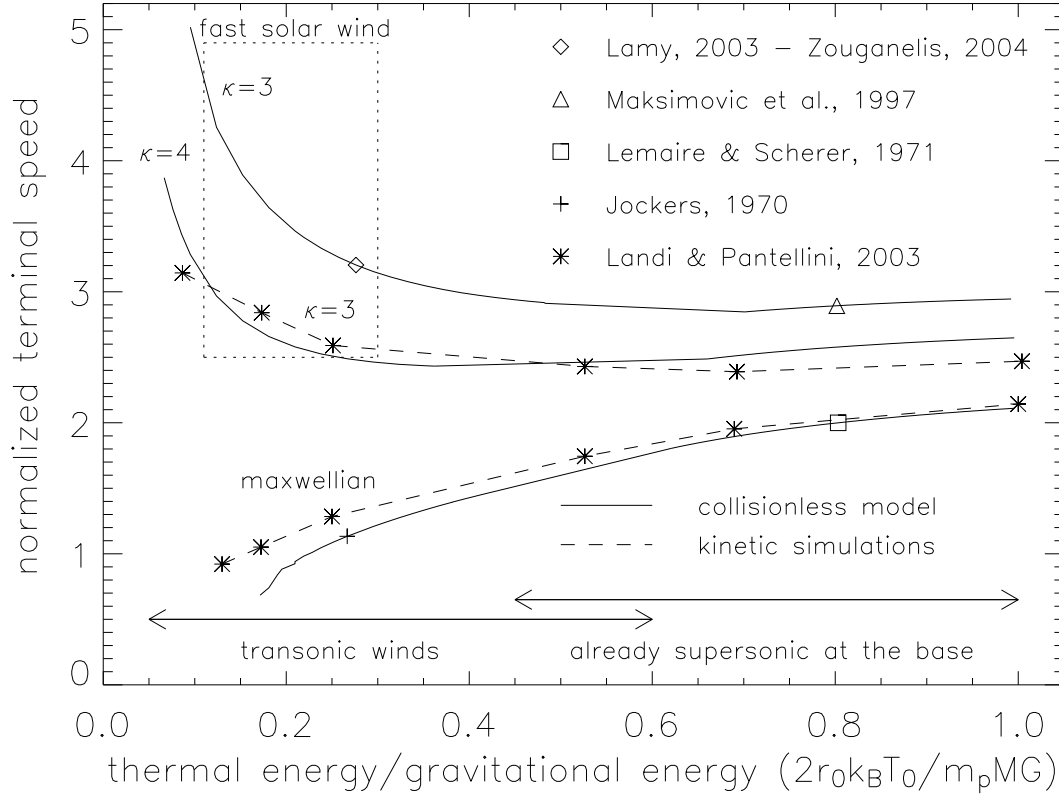


FIG. 3.2: Vitesse terminale normalisée à la vitesse thermique à la base en fonction du paramètre α pour différents modèles.

les électrons et les protons. Dans ce cas-là, le profil de vitesse du vent dépend seulement de ce paramètre α et de la forme de la FDV.

La figure 3.2 résume nos résultats. Elle montre la vitesse terminale d'ensemble normalisée à la vitesse thermique à l'exobase en fonction de α pour différentes valeurs de κ . Les résultats sont montrés pour le modèle exosphérique (trait plein) et les simulations cinétiques avec collisions (trait tireté). Le rectangle de la partie supérieure gauche de la figure couvre l'espace paramétrique compatible avec les données observationnelles pour le vent solaire rapide. Quand α est grand, la couronne "explose" et le vent souffle avec une vitesse déjà supersonique à la base. C'est le cas étudié par Lemaire and Scherer (1971a) avec une FDV Maxwellienne pour les électrons et par Maksimovic et al. (1997a) avec une FDV Kappa. Pour de plus petites valeurs du α , la force gravitationnelle retient la plupart des protons jusqu'à une distance où l'énergie potentielle a un maximum (voir Annexe B) et où le vent est déjà supersonique. Ce cas a été étudié par Jockers (1970) avec une FDV Maxwellienne et par Lamy et al. (2003) et Zouganelis et al. (2004) avec une FDV Kappa, le dernier travail considérant en plus une somme de deux Maxwelliennes et une somme d'une Maxwellienne plus une Kappa, comme on l'a vu au chapitre précédent. La transition entre un vent transonique (subsonique, puis supersonique) et un vent démarrant supersonique a lieu pour $\alpha = 0.5$ dans le modèle traditionnel de Parker et pour des valeurs légèrement différentes dans les modèles présents.

Il faut noter que les points marqués par des symboles sur la figure 3.2 sont *basés sur* les publications auxquelles on a fait référence, mais ne sont pas les résultats explicites de celles-ci, qui ont toujours considéré des valeurs isolées des paramètres sans s'intéresser aux variations génériques. Ces points servent simplement à illustrer les différents domaines de validité de ces travaux. Toutes les courbes exosphériques (trait plein) ont été obtenues en utilisant le modèle de Zouganelis et al. (2004). Les courbes des simulations (trait tireté) ont été obtenues en utilisant le modèle de Landi and Pantellini (2003) généralisé pour des FDV Kappa pour les électrons (Landi, 2001) comme condition limite pour le bord inférieur du domaine de simulation.

Les solutions du problème exosphérique sont simples dans le cas où le vent est déjà supersonique à l'exobase, puisque l'énergie potentielle des protons est une fonction qui décroît de façon monotone en fonction de la distance radiale r . Tout proton injecté à l'exobase est alors condamné à s'échapper jusqu'à l'infini. La vitesse terminale et les températures asymptotiques peuvent alors être calculées analytiquement (Meyer-Vernet and Issautier, 1998). Si la vitesse du vent à l'exobase est subsonique (ce qui est le cas du vent solaire), un maximum local apparaît sur le profil de l'énergie potentielle des protons. Dans ce cas, seule une fraction des protons qui sont éjectés à l'exobase sont capables de s'échapper. L'accélération est cependant plus faible que dans le cas d'un vent déjà supersonique à l'exobase, parce que le puits de potentiel dont les particules doivent sortir, comparé à leur énergie thermique, est plus profond (Zouganelis et al., 2004).

Quand des FDV Kappa sont utilisées pour les électrons, une accélération plus importante est obtenue comme on peut le voir sur les courbes basées sur Maksimovic et al. (1997a) et Lamy et al. (2003)-Zouganelis et al. (2004) pour $\kappa = 3$. Pour des valeurs de α petites (subsonique à l'exobase), la vitesse augmente quand α décroît, ce qui veut dire que l'accélération peut être plus forte pour une température plus faible. Cette différence fondamentale par rapport au cas Maxwellien est vraisemblablement due au fait que l'accélération est surtout nourrie par l'excès d'électrons suprathermiques de la distribution Kappa et est moins dépendante de l'énergie thermique.

Les courbes tiretées de la figure 3.2 sont les résultats des simulations cinétiques avec collisions. Quand des FDV Maxwelliennes pour les électrons sont injectées au bord inférieur de la simulation, les résultats sont très similaires à ceux obtenus par le modèle exosphérique. Cela veut dire que le fait de négliger les collisions dans les modèles exosphériques n'a pas de conséquences significatives sur la vitesse terminale. Quand on injecte des FDV Kappa au bord inférieur, les résultats des simulations sont légèrement différents de ceux obtenus par le modèle exosphérique, mais le comportement qualitatif reste similaire; notamment la vitesse terminale normalisée décroît avec α . Il existe toujours une valeur de κ pour le modèle exosphérique qui donne les mêmes résultats que les simulations avec un κ plus petit et cela pour un domaine large de α . Par exemple, les simulations cinétiques avec $\kappa = 3$ donnent presque les mêmes résultats que le modèle exosphérique avec $\kappa = 4$ pour des paramètres compatibles avec le vent solaire rapide. Cela suggère que les collisions tendent à réduire légèrement l'accélération du vent pour une distribution Kappa donnée.

Néanmoins, l'accord entre les modèles exosphériques (non collisionnels) et les simulations cinétiques avec collisions est a priori surprenant. En effet, une des critiques principales contre les modèles exosphériques est qu'ils négligent les collisions. La raison probable de l'accord entre les deux approches est la présence d'électrons piégés (*trapped*) dans les modèles exosphériques. Comme on l'a expliqué au chapitre précédent, ces électrons n'ont pas assez d'énergie pour s'échapper du Soleil et leur inclinaison par rapport au champ magnétique est assez grande pour qu'ils soient réfléchis par la force magnétique miroir avant d'atteindre l'exobase. Les électrons piégés ne peuvent donc pas exister à l'exobase, mais ils deviennent rapidement la composante dominante de la densité électronique totale à grande distance. La figure 3.3 montre qu'aux grandes distances héliocentriques, les électrons piégés représentent plus de 90% de la densité électronique totale.

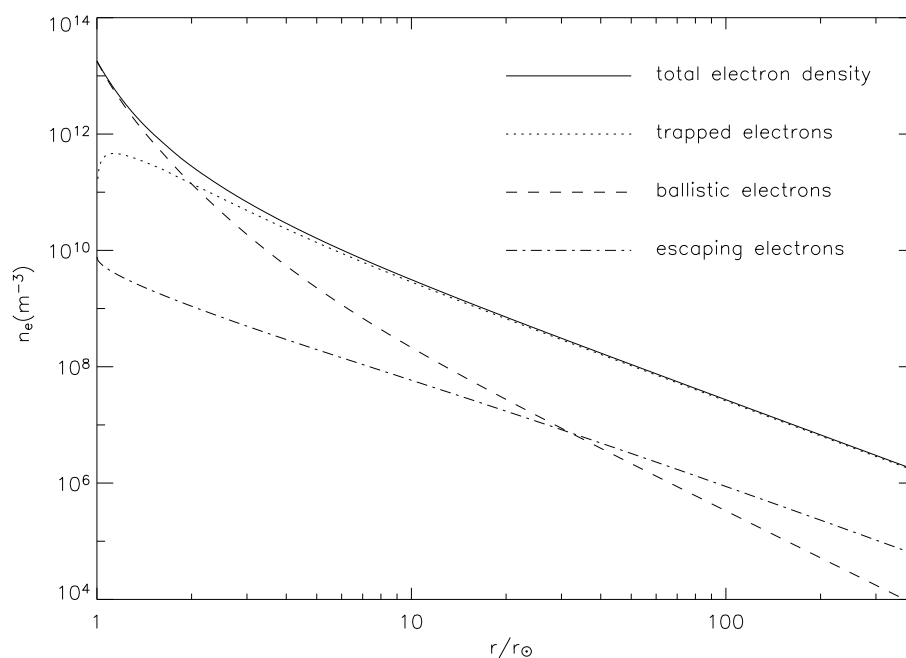


FIG. 3.3: Profil de densité électronique (trait plein) pour $\kappa = 2.5$. Les autres lignes montrent les contributions des différentes populations d'électrons. Noter que les électrons piégés (trait pointillé) deviennent dominants au bout de quelques rayons solaires.

Quand on supprime complètement les électrons piégés dans les modèles exosphériques, aucune solution de vent supersonique ne peut être obtenue. Cela est dû au fait que la densité électronique est dans ce cas trop petite pour arriver à assurer la quasi-neutralité du plasma, tout en conservant un courant électrique nul, avec une configuration raisonnable pour l'énergie potentielle des protons. En d'autres termes, si tous les électrons s'échappent (sauf la petite population des balistiques qui retombent sur l'exobase), la quasi-neutralité et l'égalité des flux deviennent incompatibles.

Cela est en accord avec les simulations cinétiques qui montrent que les collisions sont nécessaires pour accélérer le vent à des vitesses supersoniques. Les collisions sont responsables de la transformation des particules balistiques en particules piégées. Dans les premiers modèles exosphériques, les particules pié-

gées ont été ajoutées pour éviter les discontinuités des FDV à l'interface entre les orbites piégées et non-piégées dans l'espace des phases. Néanmoins, ces particules semblent être cruciales pour l'accélération du vent. Puisque ces particules n'existent pas en l'absence de collisions (lorsque l'étoile est placée dans un milieu vide), leur présence dans les modèles exosphériques implique que ceux-ci ne sont pas rigoureusement non collisionnels.

Il est intéressant de noter qu'un problème similaire apparaît dans le calcul de l'environnement des sondes spatiales (Laframboise and Parker, 1973). Dans ce cas, la petite taille de la sonde (par rapport aux libres parcours moyens) fait que le milieu est complètement non collisionnel et il n'y a pas de particules piégées. Le milieu est alors électriquement non-neutre, ce qui ne pose pas de problèmes puisque les échelles ne sont pas grandes devant la longueur de Debye (voir Meyer-Vernet (1993)). Par contre, dans le cas du vent solaire, les échelles sont telles que le plasma doit être quasi-neutre et pour cette raison, la présence d'électrons piégés est essentielle.

Dans les simulations, les collisions servent à convertir le flux de chaleur électronique en énergie d'ensemble du plasma. Comme mentionné par Landi and Pantellini (2003), le terme non classique q_{NC} du flux de chaleur introduit par Hollweg (1974) est dominant dans la région d'accélération du vent supersonique. En évaluant l'ordre de grandeur du flux de chaleur total comme $q_e \sim q_{\text{SH}} + q_{\text{NC}}$, où q_{SH} est le terme classique de Spitzer-Harm, on peut voir que le flux de chaleur non classique $q_{\text{NC}} \propto \frac{3}{2}nvk_{\text{B}}T_e$ peut être (au moins) un ordre de grandeur plus fort que le terme classique dans le cas simple d'une FDV Maxwellienne. Cela suggère que la formulation classique n'est pas pertinente pour un tel milieu semi-collisionnel, ce qui n'est pas surprenant puisque le terme Spitzer-Harm est calculé pour un plasma dominé par les collisions (nombre de Knudsen beaucoup plus petit que l'unité).

Sur la figure 3.4, nous avons tracé la variation radiale du rapport $q_e/(\frac{3}{2}nvk_{\text{B}}T_e)$ calculé d'après les moments obtenus avec les modèles exosphériques et avec les simulations cinétiques, pour des FDV Maxwelliennes et Kappa. Ce diagramme est limité au domaine de distance où l'essentiel de l'accélération a lieu. Le flux de chaleur électronique total est calculé par $q_e = \frac{m_e}{2} \int u^2 \mathbf{u}_{\parallel} f(r, \mathbf{v}) d^3v$, où $\mathbf{u} = \mathbf{v} - \langle \mathbf{v} \rangle$ et le signe \parallel correspond à la direction radiale (voir annexe A). L'accord qualitatif entre le modèle exosphérique et les simulations cinétiques est aussi bon que sur la figure 3.2. Les disparités aux grandes distances sont dues aux différences entre les températures électroniques, mais toutes les courbes tendent asymptotiquement vers une constante à 1UA. Le flux de chaleur total à grande distance varie comme r^{-2} , comme on peut aussi le vérifier analytiquement (Meyer-Vernet and Issautier, 1998), en accord avec des mesures in situ qui montrent une évolution radiale entre $r^{-1.5}$ et r^{-3} qui dépend de la distance au Soleil, des propriétés du vent ainsi que de la technique observationnelle (Pilipp et al., 1990; Scime et al., 2001). On peut aussi voir que le rapport $q_e/(\frac{3}{2}nvk_{\text{B}}T_e)$ est très dépendant de la FDV, mais son profil radial est similaire dans les deux approches. Comme mentionné par Hollweg (1974), le coefficient de proportionalité du terme non collisionnel du flux de chaleur $q_{\text{NC}} \propto \frac{3}{2}nvk_{\text{B}}T_e$ (qui apporte la contribution majeure à q_e) varie entre 1 et 10, suivant la FDV. Le coefficient de proportionalité est d'autant plus

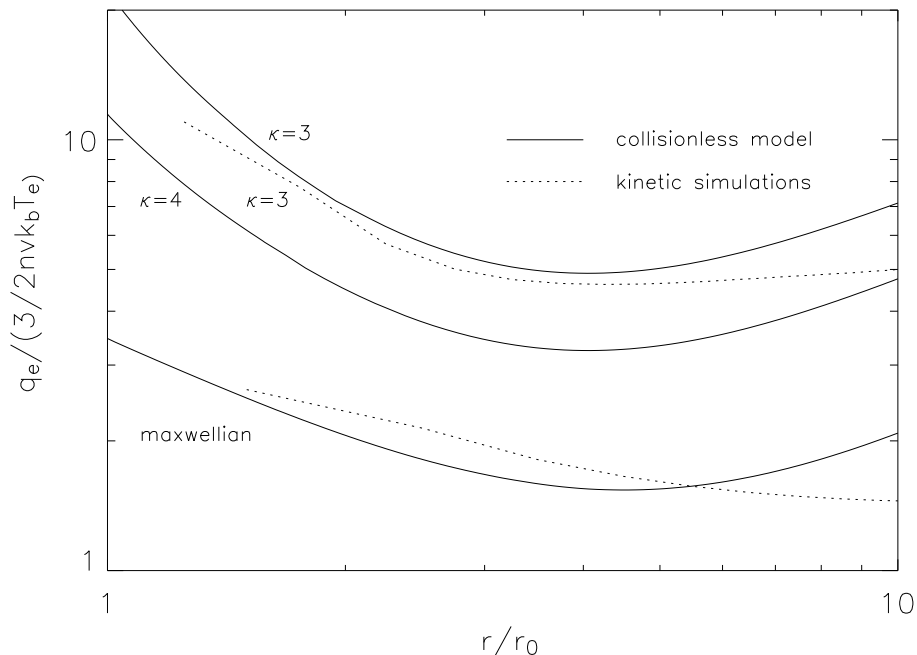


FIG. 3.4: Flux de chaleur d'électrons normalisé à $\frac{3}{2}n v k_B T_e$ en fonction de la distance en rayons solaires pour le modèle exosphérique (non collisionnel) et les simulations cinétiques avec collisions.

grand qu'il y a beaucoup de particules suprathermiques, produisant une vitesse de vent plus élevée.

3.3 Conclusions

Plusieurs classes de modèles exosphériques, réparties en trois décennies, ont été capables de reproduire les observations de la vitesse du vent solaire lent, puis rapide. Néanmoins, ces modèles étaient limités à des régimes de vent bien déterminés et inapplicables au cas du Soleil. Pour la première fois, nous avons généralisé la formulation exosphérique, unifiant les modèles précédents et étendant leur domaine d'application pour une large gamme de températures et d'écart à la distribution Maxwellienne. La généralisation couvre une catégorie large de conditions coronales qui inclut le cas de la couronne solaire. Pour des couronnes de température élevée (ou des rayons stellaires grands ou des masses stellaires faibles), la couronne "explose" et le vent est déjà supersonique à l'exobase. Le cas du Soleil est différent puisque le vent solaire démarre subsonique et devient supersonique au bout de quelques rayons solaires. Ainsi, contrairement aux modélisations habituelles, qui se bornent à étudier des valeurs particulières de paramètres, nous avons étudié le problème de façon générique, en fonction d'un paramètre fondamental sans dimensions, rendant les résultats applicables à des étoiles différentes.

Nous avons aussi répondu à une critique majeure de la formulation exosphérique en comparant avec des simulations cinétiques qui prennent en compte les

collisions Coulombiennes. Ces simulations ont été faites en utilisant des fonctions Maxwelliennes ou non. Les résultats des modèles exosphériques et des simulations cinétiques sont en bon accord malgré la différence fondamentale sur à la fois la physique et la méthodologie, ce qui est a priori surprenant. L'accord entre les deux approches est très probablement dû au fait qu'un faible taux de collisionnalité est implicite dans les modèles exosphériques du fait que certaines trajectoires de particules qui ne sont pas accessibles à partir de l'exobase sont peuplées "à la main". Il faut noter que ce peuplement "à la main" n'est pas "ad hoc", mais est celui qui minimise les discontinuités de la FDV. L'existence d'électrons piégés dans les modèles exosphériques est une condition nécessaire pour que le vent soit supersonique, tout comme les collisions dans les simulations cinétiques sont nécessaires pour produire un vent supersonique.

Les modèles exosphériques sont capables de reproduire l'accélération forte du vent solaire rapide transonique (subsonique à la base et puis supersonique), à condition que la distribution des vitesses électronique à la base ait une queue suprathermique importante. La similarité des résultats des modèles exosphériques et des simulations cinétiques avec collisions semblent suggérer que le rôle principal des collisions est de forcer les particules à suivre des trajectoires qui ne sont pas accessibles à l'exobase (les trajectoires piégées). On peut dire que finalement, les modèles exosphériques, dits non collisionnels, tiennent implicitement compte des collisions. Ceci dit, comme il a été suggéré depuis longtemps, les collisions Coulombiennes ne devraient pas affecter les résultats (Meyer-Vernet, 1999), car la raison principale de l'accélération forte est la présence d'électrons suprathermiques qui sont non collisionnels puisque le libre parcours moyen varie en v^4 . Les collisions peuvent alors modifier la forme de la fonction de distribution des vitesses à basse énergie, mais les queues suprathermiques à haute énergie ne sont pratiquement pas affectées par les collisions et ceci est aussi vrai pour l'accélération du vent. Cela suggère que malgré les limitations intrinsèques des modèles exosphériques, ceux-ci sont plutôt un outil commode pour explorer la physique de base des vents faiblement collisionnels.

Il existe quand même des faiblesses qui sont communes aux deux approches comme on l'a vu au chapitre précédent ; nous en ferons un résumé dans le chapitre des conclusions générales. Comme nous l'avons déjà noté, une autre critique de ces modèles pourrait porter sur l'hypothèse des distributions d'électrons non thermiques à la base de la couronne. On ne sait toujours pas si de telles distributions existent dans la couronne et si tel est le cas, quels mécanismes physiques sont responsables pour leur formation. En attendant des observations in situ dans la couronne par une sonde solaire, on peut étudier en détail les distributions électroniques mesurées dans le vent solaire et tenter de déduire des caractéristiques qui pourraient nous éclairer sur ce sujet. Dans le chapitre suivant, nous allons essayer de fournir des éléments de réponse à ces questions en combinant des observations faites par les sondes Hélios, Wind et Ulysse.

Chapitre 4

Observations des distributions d'électrons dans le vent solaire

Sommaire

4.1	Analyse des données	43
4.2	Résultats	47
4.2.1	Ajustements et gradients	47
4.2.2	Evolution radiale des FDV et variation du κ	49
4.3	Remarques finales	51

Dans les modèles exosphériques, ainsi que dans les simulations cinétiques, nous avons fait l'hypothèse d'une distribution d'électrons non thermique à la couronne. Avec cette hypothèse majeure, ces modèles sont capables d'expliquer les vitesses du vent solaire rapide observées. Cette hypothèse a été inspirée par la présence de telles distributions dans le vent solaire, mais à ce jour on ne sait pas si elles existent aussi dans la couronne. Dans ce chapitre, nous allons examiner les caractéristiques des distributions électroniques observées dans le vent solaire par les sondes Hélios, Wind et Ulysse et essayer de déduire des éléments de réponse à cette question (Maksimovic et al., 2005). On s'intéressera surtout à l'évolution de ces fonctions avec la distance héliosphérique.

4.1 Analyse des données

Les FDV d'électrons dans le vent solaire sont constituées de trois composantes : le coeur thermique, le halo suprathermique qui sont présents à toutes les angles d'attaque, et le "strahl" qui est aligné avec le champ magnétique (voir fig.4.1) et qui a en général une direction anti-solaire (Feldman et al., 1975; Pilipp et al., 1987). A 1UA, le coeur a une température typique de 10^5 K et représente environ 95% de la densité électronique totale. La population du halo a une température typique de 7×10^5 K et représente avec le strahl le reste de la densité totale.

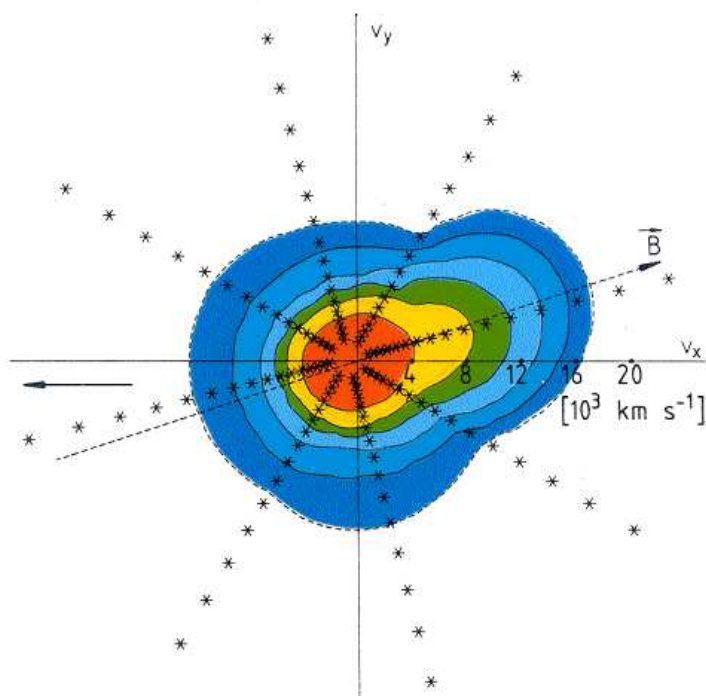


FIG. 4.1: Coupe de la fonction de distribution électronique mesurée par Hélios sur le plan de l'écliptique. Le maximum de la densité de l'espace des phases est à l'origine du système des coordonnées (V_x, V_y) et cette densité décroît avec l'énergie. La densité de l'espace des phases est représentée par des lignes de contour qui sont espacées logarithmiquement et correspondent à des fractions 10^{-1} , 10^{-2} , ..., 10^{-6} du maximum. Les asterisques montrent les centres des canaux de mesure. La direction du champ magnétique est très proche du plan de mesure et sa projection sur ce plan est indiquée par la ligne droite tiretée. [Extrait de Pilipp et al. (1987)]

Dans le plan de l'écliptique entre 1 et 5UA, le rapport entre les densités du halo et du coeur reste constant avec la distance héliocentrique (McComas et al., 1992) avec une valeur de $\approx 4\%$. Le strahl est surtout observé dans le vent solaire rapide (Rosenbauer, 1977; Pilipp et al., 1987). En dehors de l'écliptique, dans le vent solaire rapide, la largeur angulaire du strahl augmente avec la distance héliocentrique d'après les observations de Hammond et al. (1996). Ce résultat est en contradiction avec l'idée largement répandue mais incorrecte que les électrons du strahl proviennent des électrons chauds de la couronne qui s'échappent dans le milieu interplanétaire sans collisionner et qui conservent ainsi leur moment magnétique. Par contre, dans les modèles exosphériques, où l'on tient compte de l'accessibilité de différentes populations d'électrons, la largeur angulaire des électrons qui s'échappent augmente avec la distance (Meyer-Vernet and Issautier, 1998).

L'existence du strahl et du halo reste toujours inexpiquée. De plus, on ne sait pas si ces composantes sont déjà présentes dans la couronne ou bien sont formées dans le milieu interplanétaire. Par exemple, la présence de la partie du halo dirigée vers le Soleil ne peut pas être facilement expliquée par un processus

collisionnel parce que le libre parcours des électrons aux grandes énergies est de l'ordre de 250UA. La compréhension des mécanismes possibles qui pourraient créer ces composantes nécessite une observation des distributions électroniques dans un domaine de distances assez large. C'est ainsi que nous avons combiné les mesures effectuées par les analyseurs d'électrons des sondes Hélios, Wind et Ulysse¹ entre 0.3 et 1.5UA pendant des intervalles de temps correspondant à des minima de l'activité solaire et à des ensembles de vent rapide (>650km/s). Ces précautions ont été prises afin de se limiter à un vent *rapide, stable, stationnaire* et de *symétrie sphérique*². L'ensemble des données est resumé au tableau suivant :

Sonde	Période temporelle	Distance héliocentrique
Hélios 1	1976 : doy 68 à 71 1976 : doy 123 à 126 1976 : doy 305 à 308	0.3 à 0.41 UA
Hélios 2	1976 : doy 91 à 94 1976 : doy 120 à 123 1976 : doy 289 à 293 1976 : doy 298 à 301	0.475 à 0.53 UA 0.7 à 0.75 UA
Wind	1995, 06, 21 : 00 :00 à 16 :00	1 UA
Ulysses	1995 : doy 12 à 37 1995 : doy 89 à 132	1.35 à 1.5 UA

Afin de déduire les distributions correctes, il a fallu faire quelques corrections sur les données brutes. Tout d'abord, il a fallu distinguer entre les électrons du vent solaire et les photoélectrons de la sonde aux basses énergies. Cela a été fait en supprimant les données correspondant aux canaux d'énergie inférieure à un certain seuil dépendant de chacun de trois instruments. Ensuite, des corrections ont été effectuées en tenant compte des effets de charge de la sonde dus à l'émission des photoélectrons et aux courants induits par les électrons et les protons du vent solaire. Pour ces corrections, les techniques décrites par Pilipp et al. (1987), Scime et al. (1994) et Salem et al. (2001) ont été utilisées respectivement pour Hélios, Ulysse et Wind. Finalement, il a fallu enlever le bruit de fond (*one-count level*) qui

¹Les analyseurs d'électrons sur les deux sondes Hélios (Schwenn et al., 1975) ont mesuré des fonctions 2-D en utilisant 32 canaux entre 0.004 et 1658eV. Les distributions mesurées par l'instrument 3DP sur la sonde Wind (Lin et al., 1995) sont tri-dimensionnelles et nous avons utilisé les basses énergies jusqu'à 1100eV. De même pour la sonde Ulysses (Bame et al., 1992) avec des énergies entre 0.86 et 814eV.

²Nous avons surtout vérifié que le flux normalisé $N_i V r^2$ est relativement constant en fonction de la distance pour l'ensemble des données, où N_i est la densité des ions (protons+hélium).

est particulièrement important pour Ulysse aux grandes distances héliocentriques où le flux d'électrons est très faible.

Ces corrections étant faites, nous avons procédé à l'analyse des données. Tout d'abord, nous avons défini des bins de distance radiale r_i qui correspondent aux différents domaines de distance parcourus par les trois sondes. C'est ainsi que nous avons défini cinq bins de distance radiale qui sont indiqués à la troisième colonne du tableau ci-dessus. Pour chacun d'eux, nous avons calculé des FDV "moyennes" en utilisant la procédure suivante. Nous avons d'abord défini des bins de vitesse v_i de largeur δv_i et des bins d'angles d'attaque θ_i de largeur $\delta\theta_i$ et nous avons calculé des valeurs médianes $f^*(v_i, \theta_i)$ de toutes les fonctions $f(v_i - \delta v_i < (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)^{1/2} < v_i + \delta v_i, \theta_i - \delta\theta_i < \theta < \theta_i + \delta\theta_i)$ où $v_{\parallel} = v \sin \theta$ et $v_{\perp} = v \cos \theta$. Le choix des bins θ_i a été fait de façon à prendre en compte la meilleure résolution commune que nous avons à notre disposition pour les trois instruments. L'instrument d'électrons sur Hélios 1 ayant la résolution la plus petite, nous avons choisi cette configuration, c'est-à-dire 8 secteurs θ_i de largeur $\delta\theta_i = 15^\circ$ et espacés de 45° (fig.4.2).

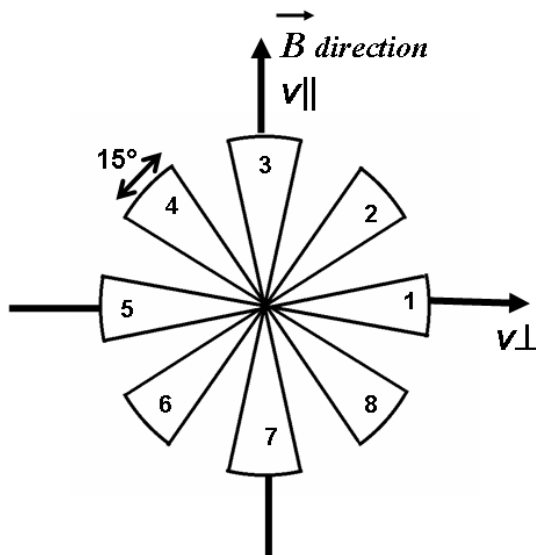


FIG. 4.2: Répartition angulaire de l'instrument d'électrons sur Hélios 1 : huit secteurs angulaires θ_i de largeur $\delta\theta_i = 15^\circ$ espacés de 45° . Cette configuration est utilisée pour calculer les FDV d'électrons "moyennes".

Nous avons ainsi calculé quatre coupes médianes f_{15}^* , f_{26}^* , f_{37}^* et f_{48}^* correspondant aux secteurs de la figure 4.2. Par construction, les f_{15}^* et f_{37}^* sont respectivement les coupes perpendiculaire $f_{\perp}(v) = f(v_{\parallel} = 0, v_{\perp})$ et parallèle $f_{\parallel}(v) = f(v_{\parallel}, v_{\perp} = 0)$. Ces coupes des distributions moyennées sont montrées dans les figures 4.3a et 4.3b pour les cinq bins de distance radiale.

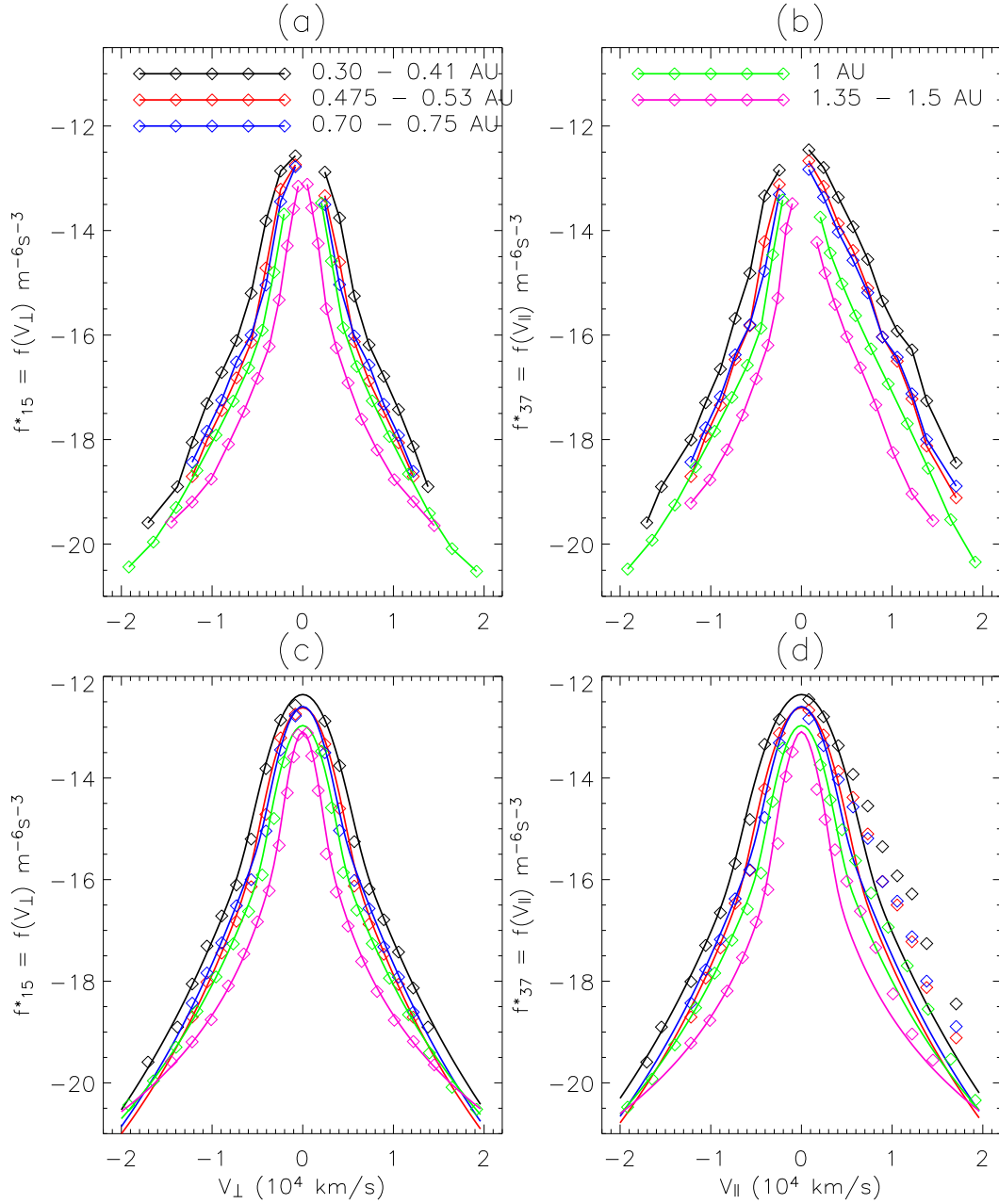


FIG. 4.3: Les figures a et b montrent les coupes perpendiculaire f_{15}^* et parallèle f_{37}^* des distributions électroniques moyennées. Les différentes couleurs correspondent aux cinq intervalles r_i (noir, rouge et bleu pour Hélios, vert pour Wind et magenta pour Ulysse). En bas, les coupes perpendiculaire (c) et parallèle (d) des ajustements sont tracées.

4.2 Résultats

4.2.1 Ajustements et gradients

Le meilleur ajustement qu'on ait pu trouver pour ces FDV, en excluant la contribution du strahl, est la somme d'une bi-Maxwellienne pour le coeur plus une bi-Kappa pour le halo, c'est-à-dire $f_{mod}(v_{||}, v_{\perp}) = f_c(v_{||}, v_{\perp}) + f_h(v_{||}, v_{\perp})$. Ces

fonctions sont celles que nous avons utilisées dans les modèles exosphériques (chapitre 2) avec la différence qu'ici nous prenons, en plus, compte de deux directions parallèle et perpendiculaire. Le coeur $f_c(v_{\parallel}, v_{\perp})$ est ainsi défini par :

$$f_c(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_c}{\pi^{3/2}} \frac{1}{V_{\parallel c} V_{\perp c}^2} \exp \left[- \left(\frac{v_{\parallel}}{V_{\parallel c}} \right)^2 - \left(\frac{v_{\perp}}{V_{\perp c}} \right)^2 \right]$$

$$V_{\parallel, \perp c} = \sqrt{\frac{2k_B T_{\parallel, \perp c}}{m_e}},$$

où n_c , $T_{\parallel c}$ et $T_{\perp c}$ sont respectivement la densité du coeur et ses températures parallèle et perpendiculaire. Le halo bi-kappa $f_h(v_{\parallel}, v_{\perp})$ est défini par :

$$f_h(v_{\parallel}, v_{\perp}) = A_{\kappa} \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa V_{\parallel h}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa V_{\perp h}^2} \right)^{-\kappa}$$

$$A_{\kappa} = \frac{n_h}{\pi^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 3/2)} \frac{1}{V_{\parallel h} V_{\perp h}^2}$$

$$V_{\parallel, \perp h} = \left(\frac{2\kappa - 3}{\kappa} \frac{k_B T_{\parallel, \perp h}}{m_e} \right)^{1/2},$$

où n_h , $T_{\parallel h}$ et $T_{\perp h}$ sont respectivement la densité du halo et ses températures parallèle et perpendiculaire.

Si l'on s'intéresse aux caractéristiques du halo et à son évolution radiale, il faut exclure la contribution du strahl. C'est ainsi que nous avons ajusté les FDV avec notre fonction modèle f_{mod} en excluant les bins angulaires qui contiennent des électrons du strahl. Il est raisonnable de supposer que l'extension angulaire du strahl autour de $+\vec{B}$ ne dépasse jamais les 150° (Hammond et al., 1996). Nous avons donc exclu de l'ajustement les données qui correspondent aux bins angulaires 2, 3 et 4 de la figure 4.2. Les données ainsi que les fonctions ajustées sont montrées dans les figures 4.3c et 4.3d. On peut voir que la fonction modèle ajuste bien les données, à l'exception des électrons du strahl (4.3d) qui ont été par construction exclus de cet ajustement.

La figure 4.4a montre la densité électronique totale $n_c + n_h$ (carrés) pour les cinq bins r_i bins, la densité du halo n_h (diamants), et les valeurs médianes de la densité des ions observées $n_{ion} = n_p + 2n_{\alpha}$ (asterisques). Les barres d'erreur des densités électroniques sont de l'ordre de la taille des symboles utilisés. Il faut noter que la valeur obtenue de la densité électronique $n_c + n_h$ suit très bien l'évolution radiale observée pour la densité des ions qui varie comme $r^{-2.2 \pm 0.1}$.

La figure 4.4b montre les températures électroniques du coeur et du halo $T_c = (2T_{\perp c} + T_{\parallel c})/3$ et $T_h = (2T_{\perp h} + T_{\parallel h})/3$, qui sont obtenues par l'ajustement avec f_{mod} . La température du coeur varie comme $r^{-0.65 \pm 0.18}$. Ceci est proche aux gradients observés par Issautier et al. (1998) et Maksimovic et al. (2000) pour le vent rapide mesuré par Ulysses à haute latitude. La température du halo varie comme $r^{-0.57 \pm 0.5}$. Ce gradient est plus fort que ce qui est d'habitude observé (Maksimovic et al., 2000). Cela est dû surtout au dernier point (celui d'Ulysse)

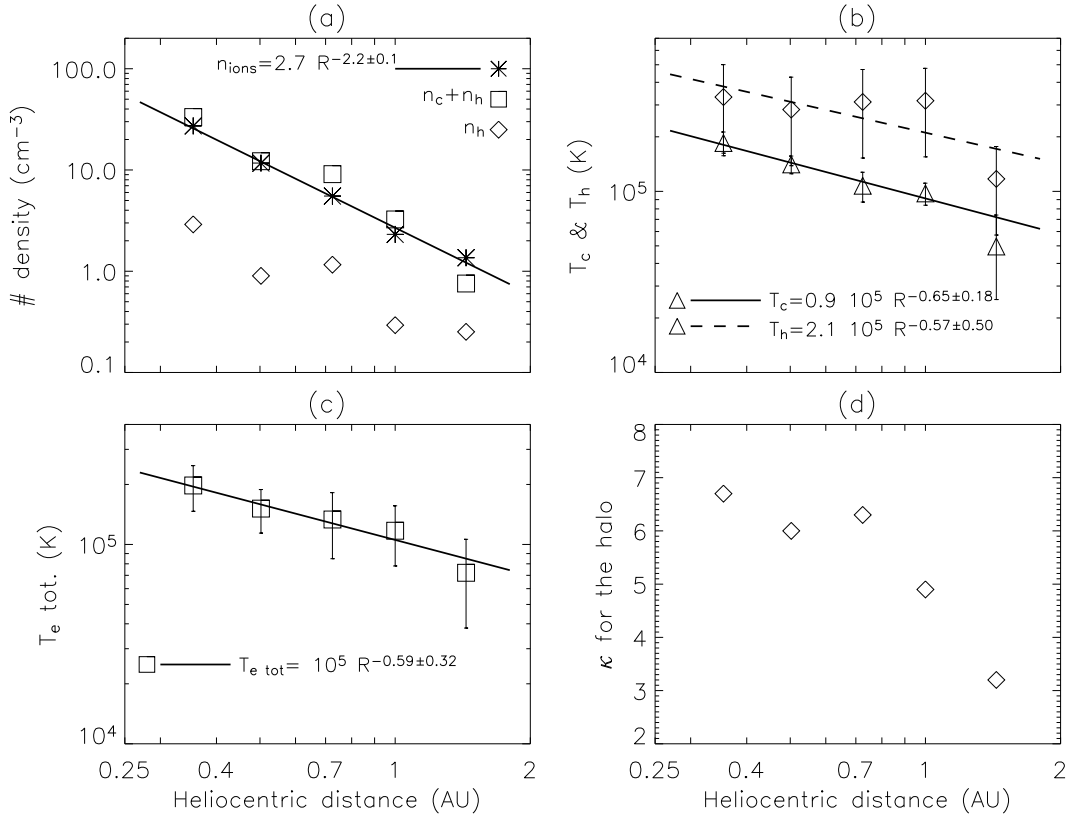


FIG. 4.4: Evolution radiale des paramètres d'électrons déduits par l'ajustement avec la fonction modèle f_{mod} . Dans la figure (a), on peut voir la densité électronique totale $n_c + n_h$ (carrés), la densité du halo n_h (diamants), et les valeurs médianes de la densité ionique observée $n_{ion} = n_p + 2n_\alpha$ (asterisques). Les barres d'erreur des densités électroniques sont de l'ordre de la taille des symboles. Dans la figure (b) les températures électroniques du coeur et du halo $T_c = (2T_{\perp c} + T_{\parallel c})/3$ et $T_h = (2T_{\perp h} + T_{\parallel h})/3$ sont tracées. Dans la figure (c), la température électronique totale définie par $T_e \text{ tot.} = (n_c T_c + n_h T_h)/(n_c + n_h)$ est tracée. Le paramètre κ , déduit par les ajustements du halo est affiché sur la figure (d).

qui est sujet à discussion, principalement à cause des faiblesses inhérentes des analyseurs d'électrons sur Ulysse (Issautier et al., 2001). Si l'on exclut ce point, on peut voir que les électrons du halo se comportent comme un fluide isotherme. Dans la figure 4.4c, on peut voir la température électronique totale définie par $(n_c T_c + n_h T_h)/(n_c + n_h)$ qui varie comme $r^{-0.59 \pm 0.32}$. Cette pente est aussi trop élevée, ce qui est encore dû au dernier point d'Ulysse.

4.2.2 Evolution radiale des FDV et variation du κ

Le paramètre κ du halo est montré sur la figure 4.4d. Les barres d'erreur sur le κ sont aussi de l'ordre de la taille des symboles. On peut voir un résultat très important : le κ diminue avec la distance. Ceci veut dire que les queues non thermiques des FDV d'électrons deviennent de plus en plus prononcées avec la distance, ce qui est en accord avec Maksimovic et al. (2000). On peut aussi voir

que pour les distances d'Hélios, la valeur du kappa est autour de 6-7, ce qui n'est pas loin d'une Maxwellienne. Ce résultat peut expliquer le fait que la somme de deux bi-Maxwelliennes a été utilisée jusqu'à maintenant. Quand la distance croît, à 1UA et plus loin, le paramètre κ décroît et on voit clairement qu'un meilleur modèle des FDV observées est la somme d'une Maxwellienne plus une fonction Kappa. Il faut noter que les problèmes liés aux données d'Ulysse n'affectent pas ce résultat.

Le fait que le caractère suprathermique des FDV augmente avec la distance héliosphérique se voit aussi sur la figure 4.5. Nous y avons représenté les cinq distributions normalisées de façon à enlever l'effet de la distance. Après l'ajustement, on peut supprimer l'effet de la distance sur la température et le flux qui sont dûs à l'expansion sphérique. Pour cela, nous avons tracé $f/f_{\text{mod}}(0)$ en fonction de v_{\perp}/V_c , où :

$$f_{\text{mod}}(0) = \frac{n_c}{\pi^{3/2}} \frac{1}{V_{\parallel c} V_{\perp c}^2} + A_{\kappa}$$

et

$$V_c = \sqrt{\frac{2k}{m_e} \frac{2T_{\perp c} + T_{\parallel c}}{3}}$$

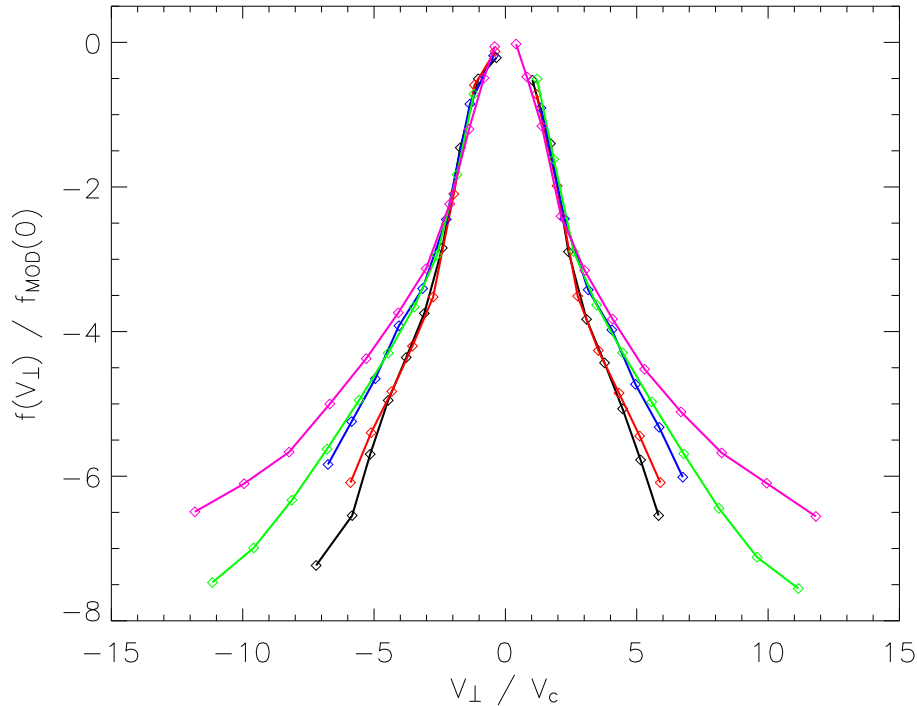


FIG. 4.5: Les rapports $f/f_{\text{mod}}(0)$ sont tracés en fonction de v_{\perp}/V_c , pour les différentes distances héliosphériques. Par construction, le coeur normalisé reste inchangé à toutes les distances tandis que le nombre relatif d'électrons du halo, comparé à celui du coeur, augmente avec la distance.

On peut voir que le coeur normalisé reste inchangé à toutes les distances, tandis que l'importance du halo croît avec la distance. Ce résultat est essentiellement

dû aux différents gradients de T_h et T_c , puisque ce dernier est plus fort.

4.3 Remarques finales

Si l'on effectue une analyse détaillée du strahl, on peut voir qu'il présente un comportement opposé, c'est-à-dire que sa densité tend à diminuer avec la distance (Maksimovic et al., 2005). Combiné avec le fait que la densité du coeur reste constante avec la distance, cela semble suggérer que les électrons du halo pourraient être en partie alimentés par ceux du strahl. Etant donné le faible niveau de collisionnalité des électrons du strahl, le mécanisme qui pourrait expliquer leur diffusion devrait inclure des interactions ondes-particules ou des inhomogénéités de champ à grande échelle. Malgré l'existence de certains modèles (Gary and Li, 2000), des progrès théoriques sont nécessaires dans ce sens.

Le résultat majeur de ce travail expérimental est la diminution du paramètre kappa avec la distance. En d'autres termes, les queues suprathermiques d'électrons deviennent de plus en plus importantes avec la distance. Ce résultat pourrait constituer une critique contre les modèles exosphériques. En effet, on a vu que déjà aux distances de Hélios (0.3-0.4UA), la valeur du κ est autour de 6-7. Que se passe-t-il si l'on s'approche à la couronne ?

La présente étude préliminaire ne permet pas de répondre à cette question. On peut simplement dire que si l'on extrapole nos résultats à la couronne, on va y récupérer une somme de deux Maxwelliennes. Or, nous avons vu dans le chapitre 2 que les modèles exosphériques arrivent à reproduire les vitesses du vent rapide avec l'hypothèse d'une somme de deux Maxwelliennes à l'exobase. Ce résultat robuste ne dépend pas de détails mathématiques de la fonction de distribution, mais de la présence d'assez d'électrons suprathermiques. Pour essayer de décider de l'existence ou non d'électrons suprathermiques dans la couronne, il faudrait se rapprocher de la région d'accélération du vent avec une future sonde solaire.

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

La majeure partie de cette thèse porte sur une idée simple, celle de l'apparition d'un champ électrique interplanétaire qui accélère le vent solaire. Ce champ, qui est dirigé vers l'extérieur du Soleil, est la conséquence de la différence entre la masse de l'électron et celle du proton. En effet, les électrons, dont l'énergie gravitationnelle est beaucoup plus faible que leur énergie thermique tendent à s'évaporer, tout en laissant derrière eux les protons dont la masse est très supérieure. Cette séparation donne naissance à un champ électrique, qui s'oppose à cet effet, afin que le plasma reste globalement électriquement neutre. Ce champ est considérablement augmenté par la présence d'électrons suprathermiques, ce qui accélère les protons vers l'extérieur.

Avec ce modèle, nous avons besoin d'une hypothèse majeure pour expliquer les vitesses élevées du vent rapide. Il s'agit de la présence des distributions d'électrons non thermiques dans la couronne semblables à celles observées dans le vent. Certes, nous avons vu à l'aide des données fournies par les sondes Hélios, Wind et Ulysse, que le caractère suprathermique de ces distributions diminue en s'approchant à la couronne. Néanmoins, ces résultats ne permettent ni d'exclure ni de confirmer l'existence de telles distributions dans la couronne, un problème qui pourrait être résolu par l'envoi d'une sonde spatiale près du Soleil.

Ce travail a également permis de répondre à plusieurs critiques contre les modèles exosphériques. Tout d'abord, nous avons reproduit pour la première fois, le profil d'un vent rapide transonique, ce qui est le cas du vent solaire et montré que les approches exosphériques précédentes n'étaient que des cas particuliers de notre modèle global. Deuxièmement, les fonctions Kappa qui servent à produire des vitesses élevées ne sont pas les seules à avoir ce privilège. Leur formulation mathématique, bien que commode, pourrait être critiquable, mais le résultat des modèles exosphériques ne repose pas sur leurs caractéristiques particulières. L'accélération du vent est produite par la présence d'électrons suprathermiques en quantité suffisante, ce qui peut aussi être réalisé avec une somme de deux Maxwelliennes.

Finalement, nous avons montré, à l'aide des simulations basées sur les travaux de Landi and Pantellini (2003), que l'essentiel de l'effet des collisions Cou-

lombiennes sur l'accélération est implicitement pris en compte dans les modèles exosphériques par leur considération des électrons piégés. Ce dernier résultat augmente considérablement l'intérêt des modèles exosphériques qui sont capables de décrire l'influence des électrons suprathermiques sur l'accélération du vent. Ces électrons sont par nature non collisionnels et de ce point de vue l'accord de deux approches différentes n'est pas surprenant.

Toutefois, il y a une faiblesse importante qui est commune aux deux approches, celle de l'anisotropie des températures, notamment celle des protons, qui n'est pas observée. En effet, l'expansion radiale du vent combinée avec la conservation du premier et du second invariant adiabatique conduit à une forte anisotropie entre la température parallèle et perpendiculaire qui est proportionnelle au carré de la distance. Les collisions Coulombiennes ne peuvent pas résoudre ce problème et la prise en compte d'ondes produites par l'instabilité de la fonction de distribution paraît nécessaire (voir par exemple Matteini et al. (2005)).

Une amélioration naturelle de la modélisation exosphérique est de s'approcher du cas plus réaliste dans lequel l'exobase ne constitue plus une rupture abrupte entre une barosphère collisionnelle et une exosphère non collisionnelle. Pour cela, nous devons supposer plusieurs exobases à des distances différentes pour tenir compte de la variation du libre parcours des particules avec leur vitesse. De telles exobases multiples ont déjà été modélisées par Jensen (1963) et Brandt and Cassinelli (1966), mais ces travaux avaient utilisé le potentiel incorrect de Pannekoek-Rosseland. L'idée de ces "multi-exobases" reste donc d'actualité et leur implementation, notamment avec des distributions non thermiques, pourrait apporter du renouveau dans les modèles exosphériques.

Sur le plan expérimental, nous devons entreprendre des observations plus détaillées du caractère suprathermique des distributions d'électrons. Pour cela nous allons utiliser la méthode de la spectroscopie du bruit thermique (Meyer-Vernet et al., 1998) en tenant compte des distributions non thermiques, notamment des fonctions Kappa. Comme on l'a vu, les analyseurs des particules sur Ulysse ne permettent pas de déduire avec précision l'évolution radiale des paramètres du vent, à cause de problèmes techniques difficilement surmontables. En effet, les photoélectrons ainsi que les effets de charge de la sonde perturbent considérablement les mesures d'électrons du vent solaire aux faibles températures observées au-delà d'1 UA. Par contre, la spectroscopie du bruit thermique n'est pas influencée par ces effets et peut donner des mesures beaucoup plus précises sur les moments des fonctions de distribution par l'intermédiaire des fluctuations électrostatiques. Cette méthode utilise actuellement l'hypothèse d'une somme de deux maxwelliennes pour les électrons, ce qui n'est pas réaliste aux grandes distances. Nous allons l'implémenter pour des fonctions de distribution Kappa, en utilisant les bases théoriques données par Chateau and Meyer-Vernet (1991). Par ailleurs, les résultats devraient nous éclairer sur l'origine de ces fonctions et des travaux théoriques concernant la génération des distributions non thermiques dans la couronne doivent aussi être envisagés.

Le problème du vent solaire, étant directement lié à celui du chauffage de la couronne, la suite naturelle de ce travail est d'implémenter une théorie tenant compte des mêmes mécanismes pour expliquer à la fois les températures élevées

de la couronne et l'accélération du vent rapide. Le mécanisme de filtrage des vitesses proposé par Scudder (1992) pourrait expliquer le chauffage de la couronne et pour cela, une étude quantitative doit être faite. Dans ce cas, les collisions devraient jouer un rôle plus important et les simulations cinétiques semblent plus appropriées.

Le vieux débat sur l'accélération du vent solaire est toujours d'actualité, notamment depuis les résultats de la sonde Ulysse concernant le vent rapide. Ce travail de thèse est inspiré du fait que le vent est un milieu semi-collisionnel et qu'il ne peut pas être correctement décrit par les théories fluides. Malgré ses limitations intrinsèques, ce travail a notamment permis de démontrer l'importance des électrons suprathermiques pour l'accélération. L'existence de telles distributions dans la couronne, si elle s'avère vraie, devrait être prise en compte dans les futures modélisations du vent.

Annexes

Annexe A

Modèle exosphérique : expressions des moments des FDV des électrons

Sommaire

A-1	Moments des fonctions de distribution	60
A-2	Electrons Maxwelliens	62
A-3	Electrons Lorentziens	64

A-1 Moments des fonctions de distribution

Dans cette section, nous rappelons les définitions des quantités macroscopiques qui caractérisent un gaz de particules de masse m et de fonction de distribution des vitesses $f(\vec{r}, \vec{v})$. La densité des particules, leur flux, les composantes parallèles et perpendiculaires de la température et le flux d'énergie qu'elles transportent peuvent être calculés à partir de la FDV des particules, déterminée en résolvant l'équation de Vlasov. Ces variables physiques correspondent respectivement aux moments d'ordre 0, 1, 2 et 3 de la FDV.

La densité numérique à la distance radiale r correspond au moment d'ordre zéro :

$$n(\vec{r}) = \int f(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{v} \quad (\text{A.1})$$

Le flux de particules parallèle aux lignes du champ magnétique correspond à un moment d'ordre un :

$$F(\vec{r}) = \int v_{\parallel} f(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{v} \quad (\text{A.2})$$

Les flux du moment d'impulsion dans la direction parallèle et dans la direction perpendiculaire au champ magnétique sont donnés par des moments d'ordre deux :

$$P_{\parallel}(\vec{r}) = m \int v_{\parallel}^2 f(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{v} \quad (\text{A.3})$$

$$P_{\perp}(\vec{r}) = \frac{1}{2} m \int v_{\perp}^2 f(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{v} \quad (\text{A.4})$$

Enfin, le flux d'énergie parallèle aux lignes de champ est donné par un moment d'ordre trois :

$$\epsilon(\vec{r}) = \frac{1}{2} m \int v^2 v_{\parallel} f(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{v} \quad (\text{A.5})$$

Les flux de particules et d'énergie perpendiculairement aux lignes de force sont nuls. En effet, nous considérons un système de référence dans lequel la composante perpendiculaire à \vec{B} de la vitesse moyenne du plasma est nulle. Dans ce système, la composante perpendiculaire du champ électrique est nulle également. (Rappelons que l'on peut toujours se placer dans un système où $E_{\perp} = 0$ par une transformation de Lorentz).

En coordonnées sphériques, les intégrales (A.1) à (A.5) prennent la forme :

$$\int f(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{v} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} f(r, v) v^2 \sin \theta dv \quad (\text{A.6})$$

où v est le module de la vitesse, θ est l'angle d'attaque entre le vecteur vitesse et le vecteur radial et ϕ est l'angle azimutal du vecteur vitesse.

Les limites d'intégration données en (A.6) correspondent aux moments de la FDV évalués sur la totalité de l'espace des vitesses. On peut aussi définir les moments de la FDV calculés sur certaines portions de l'espace des vitesses ; comme par exemple la portion accessible à un détecteur de particules dont l'angle de vue

et la gamme des énergies observables sont tous les deux limités. On peut aussi définir les moments partiels sur les portions de l'espace des vitesses qui correspondent à certaines classes de trajectoires des particules, comme par exemple les particules piégées ou les particules qui s'échappent définitivement du système, c'est-à-dire celles qui contribuent au courant électrique.

On peut également déterminer, pour chaque espèce de particules, la vitesse moyenne d'expansion :

$$u(\vec{r}) = \frac{F(\vec{r})}{n(\vec{r})} \quad (\text{A.7})$$

les pressions cinétiques en composante transversale et longitudinale :

$$p_{\perp}(\vec{r}) = P_{\perp}(\vec{r}) \quad (\text{A.8})$$

$$p_{\parallel}(\vec{r}) = P_{\parallel}(\vec{r}) - mu(\vec{r})F(\vec{r}) \quad (\text{A.9})$$

qui permettent de déduire les températures en composante perpendiculaire et parallèle :

$$T_{\perp}(\vec{r}) = \frac{p_{\perp}(\vec{r})}{kn(\vec{r})} \quad (\text{A.10})$$

$$T_{\parallel}(\vec{r}) = \frac{p_{\parallel}(\vec{r})}{kn(\vec{r})} \quad (\text{A.11})$$

la température moyenne :

$$\langle T(\vec{r}) \rangle = \frac{1}{3} [T_{\parallel}(\vec{r}) + 2T_{\perp}(\vec{r})] \quad (\text{A.12})$$

l'anisotropie de température :

$$\frac{T_{\parallel}(\vec{r})}{T_{\perp}(\vec{r})} \quad (\text{A.13})$$

le flux de chaleur en composante parallèle :

$$Q_{\parallel}(\vec{r}) = \frac{1}{2}m \int (v_{\parallel} - u)^3 f(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{v} \quad (\text{A.14})$$

C'est en utilisant ces définitions qu'on peut calculer la distribution en altitude des différents moments de la FDV, qu'elle soit maxwellienne ou kappa. Il est important de noter que la fonction kappa pose un problème de principe pour le calcul de son intégrale sur l'espace des vitesses entre $u = 0$ et $u = \infty$. En effet, ses moments d'ordre supérieur à $n > \kappa$ sur le domaine $[0, \infty]$ deviennent infinis. Mais il est évident que sur un domaine fini de l'espace des vitesses, les moments sont finis. Les particules qui possèdent des énergies supérieures à 3 ou 4 fois l'énergie moyenne appartiennent généralement à des populations d'origines différentes. La limitation mathématique qui apparaît pour le calcul des moments d'ordres élevés de la fonction kappa peut donc être éliminée physiquement en intégrant sur une partie seulement de l'espace des vitesses (c'est-à-dire utiliser des fonctions kappa tronquées).

A-2 Electrons Maxwelliens

La densité, le flux et la pression correspondent respectivement aux moments d'ordre zéro, un et deux de la FDV. En supposant une FDV Maxwellienne pour les électrons de la forme suivante :

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = A \exp\left(-\frac{R(\vec{r}) + v^2}{w^2}\right) \quad (\text{A.15})$$

où

$$w = \sqrt{\frac{2k_b T_{e0}}{m_e}} \quad (\text{A.16})$$

est la vitesse thermique de cette FDV à l'exobase r_0 ,

$$A = n_0 \left(\frac{m_e}{2\pi k_b T_{e0}}\right)^{3/2} \quad (\text{A.17})$$

est le facteur de normalisation de la FDV et

$$R(r) = 2 \left(-\frac{GM_\odot}{r} - \frac{e}{m_e} \phi_E(r) + \frac{GM_\odot}{r_0} + \frac{e}{m_e} \phi_E(r_0) \right) \quad (\text{A.18})$$

où $\phi_E(r)$ est le potentiel électrique. Nous définissons aussi :

$$v_\infty(r) = \sqrt{2 \left(\frac{e}{m_e} \phi_E(r) + \frac{GM_\odot}{r} \right)} \quad (\text{A.19})$$

$$\eta = \frac{B(r)}{B(r_0)} = \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \quad (\text{A.20})$$

$$\sin^2 \theta_m(r) = \eta \left(1 + \frac{R(r)}{v^2} \right) \quad (\text{A.21})$$

$$v_b(r) = \sqrt{R \frac{\eta}{1 - \eta}} \quad (\text{A.22})$$

La densité numérique $n(r)$, le flux des particules parallèle au champ magnétique $F(r)$, le flux d'impulsion parallèle et perpendiculaire ($P_{\parallel}(r)$ and $P_{\perp}(r)$ respectivement) sont définis comme les moments de la fonction de distribution (expressions A.1-A.4 avec $m = m_e$).

Les domaines d'intégration de ces intégrales pour chaque population de particules sont définis dans *Pierrard and Lemaire (1996)*. Les expressions finales pour chaque population sont :

Electrons sortants

$$n(r) = \pi A \exp\left(-\frac{R}{w^2}\right) w^2 \left\{ (w\sqrt{a} - c_1) e^{-a} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} w \operatorname{erfc}(\sqrt{a}) - \frac{\sqrt{\pi m_e}}{2} \operatorname{erfc}(d_1) e^{-b} \right\} \quad (\text{A.23})$$

$$F(r) = \frac{\eta \pi A}{2} \exp\left(-\frac{R}{w^2}\right) w^2 e^{-a} (R + w^2 + aw^2) \quad (\text{A.24})$$

$$P_{\parallel} = \frac{1}{12} \pi m_e A \exp\left(-\frac{R}{w^2}\right) w^5 [(6\sqrt{a} + 4a^{3/2})e^{-a} + 3\sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(\sqrt{a}) + \\ -p^{3/2}d_1(6 + 4a - 4b)e^{-a} - 3p^{3/2}\sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(d_1)e^{-b}] \quad (\text{A.25})$$

$$P_{\perp} = \frac{\pi m_e A}{4} \exp\left(-\frac{R}{w^2}\right) w^5 \left\{ \left[\frac{2}{3}\sqrt{a}(3 + 2a) - \sqrt{p}(3 + 2a)d_1 + \right. \right. \\ \left. \left. \frac{p^{3/2}}{3}(3 + 2a - 2b)d_1 \right] e^{-a} + \sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(\sqrt{a}) + \frac{\sqrt{\pi}}{2}(p^{3/2} - \sqrt{p}(3 + 2b)) \operatorname{erfc}(d_1)e^{-b} \right\} \quad (\text{A.26})$$

Electrons balistiques

$$n(r) = \pi A \exp\left(-\frac{R}{w^2}\right) w^2 [2e^{-a}(c_1 - w\sqrt{a}) + \sqrt{\pi}w \operatorname{erf}(\sqrt{a}) - \sqrt{\pi m_e} \operatorname{erf}(d_1)e^{-b}] \quad (\text{A.27})$$

$$F(r) = 0 \quad (\text{A.28})$$

$$P_{\parallel} = 2\pi m_e A \exp\left(-\frac{R}{w^2}\right) \frac{w^5}{3} \left\{ -\frac{1}{2}\sqrt{a}(3 + 2a)e^{-a} + \frac{3}{4}\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\sqrt{a}) + \right. \\ \left. \frac{1}{2}p^{3/2}(3 + 2a - 2b)d_1e^{-a} - \frac{3}{4}p^{3/2}\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(d_1)e^{-b} \right\} \quad (\text{A.29})$$

$$P_{\perp} = \frac{\pi m_e A}{4} \exp\left(-\frac{R}{w^2}\right) w^5 \left\{ -\frac{4}{3}\sqrt{a}(3 + 2a)e^{-a} + 2\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\sqrt{a}) + [3 + 2a - \right. \\ \left. \frac{p}{3}(3 + 2a - 2b)]2p^{1/2}d_1e^{-a} + (p - 3 - 2b)p^{1/2}\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(d_1)e^{-b} \right\} \quad (\text{A.30})$$

Electrons piégés

$$n(r) = 2\pi A \exp\left(-\frac{R}{w^2}\right) w^2 \left\{ -c_1e^{-a} + \frac{\sqrt{\pi m_e}}{2} \operatorname{erf}(d_1)e^{-b} \right\} \quad (\text{A.31})$$

$$F(r) = 0 \quad (\text{A.32})$$

$$P_{\parallel} = \frac{\pi m_e A}{3} \exp\left(-\frac{R}{w^2}\right) w^5 p^{3/2} \left\{ -(3 + 2a - 2b)d_1e^{-a} + \frac{3}{2}\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(d_1)e^{-b} \right\} \quad (\text{A.33})$$

$$P_{\perp} = \frac{\pi m_e A}{4} \exp\left(-\frac{R}{w^2}\right) w^2 \left\{ -2d_1[(3 + 2a)w^2\sqrt{m} - (3 + 2a - 2b)\frac{m^{3/2}}{3}]e^{-a} + \right. \\ \left. \sqrt{\pi} \operatorname{erf}(d_1)[(3 + 2b)w^2\sqrt{m} - m^{3/2}]e^{-b} \right\} \quad (\text{A.34})$$

Pour ces expressions, nous avons utilisé les définitions suivantes : $a = v_{\infty}^2/w^2$, $b = v_b^2/w^2$, $p = 1 - \eta$, $m = w^2p$, $d_1 = \sqrt{a - b}$ and $c_1 = d_1\sqrt{m}$.

A-3 Electrons Lorentziens

Dans ce chapitre on donne les expressions des moments des électrons lorentziens d'après le modèle exosphérique de Lemaire-Scherer. Le potentiel des électrons étant monotone, on a le droit d'utiliser ce modèle. Dans les expressions qui suivent, $m = m_e$ puisqu'il s'agit des électrons. Les moments se calculent en utilisant une fonction de distribution des vitesses kappa donnée par la relation (2.11) dans les expressions (A.1) – (A.5). La densité n , le flux F et les pressions cinétiques P_{\parallel} et P_{\perp} , parallèlement et perpendiculairement au champ magnétique, sont obtenus en additionnant les contributions des électrons balistiques, piégés et sortants, qui sont données par :

Les électrons balistiques

$$n(r) = n_0 \left(1 + \frac{R}{\kappa\omega^2}\right)^{-(\kappa+1)} [d^{3/2}(1 - \beta_2(b)) - \alpha c^{3/2}(1 - \beta_2(f))] \quad (\text{A.35})$$

$$F(r) = 0 \quad (\text{A.36})$$

$$P_{\parallel}(r) = \frac{1}{3}n_0m\omega^2\frac{A_k}{A'_k}\kappa \left(1 + \frac{R}{\kappa\omega^2}\right) [d^{5/2}(1 - \beta_4(b)) - \alpha c^{5/2}p(1 - \beta_4(f))] \quad (\text{A.37})$$

$$P_{\perp}(r) = \frac{1}{3}n_0m\omega^2\frac{A_k}{A'_k}\kappa \left(1 + \frac{R}{\kappa\omega^2}\right) \left[d^{5/2}(1 - \beta_4(b)) - \alpha c^{5/2} \left(1 + \frac{\eta}{2}\right) (1 - \beta_4(f)) - \frac{3}{2}\frac{\eta R}{p\kappa\omega^2}\alpha c^{3/2}(1 - \beta_2(f))\frac{A'_k}{A_k} \right] \quad (\text{A.38})$$

avec :

$$\frac{R(r)}{\omega^2} = q(r) = \left(-\frac{m\phi_g(r_0)}{k_bT_0} - \frac{Ze\phi_E(r_0)}{k_bT_0} + \frac{m\phi_g(r)}{k_bT_0} + \frac{Ze\phi_E(r)}{k_bT_0} \right) > 0 \quad (\text{A.39})$$

$$\alpha = p^{1/2} \left(1 + \frac{\eta R}{p(\kappa\omega^2 + R)}\right)^{-(\kappa+1)} \quad (\text{A.40})$$

$$c = 1 + \frac{R}{p\kappa\omega^2} \quad (\text{A.41})$$

$$b = \left(1 + \frac{\phi_{E\infty}^2}{\kappa + R/\omega^2}\right)^{-1} \quad (\text{A.42})$$

$$d = 1 + \frac{R}{\kappa\omega^2} \quad (\text{A.43})$$

$$f = \left(1 + \frac{X^2}{p\kappa + R/\omega^2}\right)^{-1} \quad (\text{A.44})$$

$$\phi_{E\infty}^2(r) = \frac{v_{\infty}^2}{\omega^2} > 0 \quad (\text{A.45})$$

$$X^2 = p\phi_{E\infty}^2 - \eta R/\omega^2 \quad (\text{A.46})$$

$$U_0 = \left(-\frac{m\phi_g(r_0)}{k_b T_0} - \frac{Ze\phi_E(r_0)}{k_b T_0} \right) > 0 \quad (\text{A.47})$$

$$\eta = \frac{r_0^2}{r^2} \quad (\text{A.48})$$

$$p = 1 - \eta \quad (\text{A.49})$$

$$A_k = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)\Gamma(3/2)} = \frac{1}{B(\kappa - 1/2, 3/2)} \quad (\text{A.50})$$

$$A'_k = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 3/2)\Gamma(5/2)} = A_k \left(\frac{2\kappa}{3} - 1 \right) \quad (\text{A.51})$$

$$\beta_2(x) = \int_0^x A_k t^{\kappa-3/2} (1-t)^{1/2} dt = 1 - \int_x^1 A_k t^{\kappa-3/2} (1-t)^{1/2} dt \quad (\text{A.52})$$

$$\beta_4(x) = \int_0^x A'_k t^{\kappa-5/2} (1-t)^{3/2} dt = 1 - \int_x^1 A'_k t^{\kappa-5/2} (1-t)^{3/2} dt \quad (\text{A.53})$$

Les électrons sortants

$$n(r) = \frac{1}{2} n_0 \left(1 + \frac{R}{\kappa\omega^2} \right)^{-(\kappa+1)} [d^{3/2}\beta_2(b) - \alpha c^{3/2}\beta_2(f)] \quad (\text{A.54})$$

$$F(r) = \frac{\eta}{4} n_0 \frac{\omega}{\kappa^{1/2}} \frac{A_k}{\kappa - 1} (1 + U_0) \left(1 + \frac{U_0}{\kappa} \right)^{-\kappa} \quad (\text{A.55})$$

$$P_{\parallel}(r) = \frac{1}{6} n_0 m \omega^2 \frac{A_k}{A'_k} \kappa \left(1 + \frac{R}{\kappa\omega^2} \right) [d^{5/2}\beta_4(b) - \alpha c^{5/2} p \beta_4(f)] \quad (\text{A.56})$$

$$P_{\perp}(r) = \frac{1}{6} n_0 m \omega^2 \frac{A_k}{A'_k} \kappa \left(1 + \frac{R}{\kappa\omega^2} \right) \left[d^{5/2}\beta_4(b) - \alpha c^{5/2} \left(1 + \frac{\eta}{2} \right) \beta_4(f) - \frac{3}{2} \frac{\eta R}{p \kappa \omega^2} \alpha c^{3/2} \beta_2(f) \frac{A'_k}{A_k} \right] \quad (\text{A.57})$$

Les électrons piégés

$$n(r) = n_0 \left(1 + \frac{R}{\kappa\omega^2} \right)^{-(\kappa+1)} [\alpha c^{3/2} (1 - \beta_2(f))] \quad (\text{A.58})$$

$$F(r) = 0 \quad (\text{A.59})$$

$$P_{\parallel}(r) = \frac{1}{3} n_0 m \omega^2 \frac{A_k}{A'_k} \kappa \left(1 + \frac{R}{\kappa\omega^2} \right) [\alpha c^{5/2} p (1 - \beta_4(f))] \quad (\text{A.60})$$

$$P_{\perp}(r) = \frac{1}{3} n_0 m \omega^2 \frac{A_k}{A'_k} \kappa \left(1 + \frac{R}{\kappa\omega^2} \right) \left[\alpha c^{5/2} \left(1 + \frac{\eta}{2} \right) (1 - \beta_4(f)) + \frac{3}{2} \frac{\eta R}{p \kappa \omega^2} \alpha c^{3/2} (1 - \beta_2(f)) \frac{A'_k}{A_k} \right] \quad (\text{A.61})$$

Annexe B

Modèle exosphérique : expressions des moments des FDV des protons

Sommaire

B-1	Energie potentielle arbitraire	68
B-2	Espace des phases $E - \mu$	68
B-3	Différences avec le modèle Lemaire-Scherer	72
B-4	Implementation d'un modèle généralisé	74
B-5	Approximation de trois points	75
B-6	Moments des protons bi-Maxwelliens	77

B-1 Energie potentielle arbitraire

Comme on l'a vu, le potentiel total pour les protons n'est pas monotone. Cela implique plusieurs difficultés pour le calcul auto-consistant du potentiel électrique. Dans ce chapitre, on va s'intéresser à la méthodologie à utiliser dans le cas d'un potentiel total non-monotone. Cette méthode a été développée par Khazanov et al. (1998) dans le cas de la magnétosphère terrestre, mais elle n'a jamais été appliquée pour le vent solaire. On n'examinera que le cas d'un seul maximum, mais l'approche peut se généraliser pour une structure arbitraire de l'énergie potentielle.

B-2 Espace des phases $E - \mu$

Il est pratique de considérer un changement des variables qui va nous permettre d'exprimer la fonction de distribution en fonction de l'énergie totale E et du moment magnétique μ qui sont des invariants. Ce changement de variables permet d'enlever la dépendance spatiale de la fonction de distribution et de faire apparaître certains détails importants qui sont invisibles dans un modèle LS . Les expressions des quantités E et μ sont données par les relations (2.1) et (2.3) qu'on réécrit ici pour des raisons de simplification :

$$E = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 + \Pi \quad (\text{B.1})$$

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (\text{B.2})$$

où Π est l'énergie potentielle totale donnée par l'expression (2.2). Les définitions des moments (A.1) – (A.5) peuvent être modifiées en fonction des variables E, μ en utilisant le changement $dv_x dv_y dv_z = J dE d\mu d\phi$ où J est le Jacobien correspondant :

$$J = \frac{B}{\sqrt{2m^3(E - \mu B - \Pi)}} \quad (\text{B.3})$$

C'est ainsi que les expressions des moments (A.1) – (A.5) deviennent :

$$n = \frac{\sqrt{2}\pi B}{m^{3/2}} \int \frac{f(E, \mu)}{\sqrt{E - \mu B - \Pi}} dE d\mu \quad (\text{B.4})$$

$$F = \frac{2\pi B}{m^2} \int f(E, \mu) dE d\mu \quad (\text{B.5})$$

$$P_{\parallel} = \left(\frac{2}{m}\right)^{3/2} \pi B \int \sqrt{E - \mu B - \Pi} f(E, \mu) dE d\mu \quad (\text{B.6})$$

$$P_{\perp} = \frac{\sqrt{2}\pi B^2}{m^{3/2}} \int \frac{\mu f(E, \mu)}{\sqrt{E - \mu B - \Pi}} dE d\mu \quad (\text{B.7})$$

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{2\pi B}{m^2} \int (E - \Pi) f(E, \mu) dE d\mu \quad (\text{B.8})$$

On voit que la fonction f ne dépend que de l'énergie et du champ magnétique à l'exobase. La dépendance spatiale se trouve maintenant dans les expressions des moments par l'intermédiaire des quantités $\Pi(r)$ et $B(r)$ ainsi que dans la définition de la région d'intégration. On verra dans la suite que le problème principal de cette approche est la définition de cette région pour chaque distance r . Cette région est déterminée par les conditions au point de référence (exobase) et par les lois de conservation (B.1) et (B.2) qui donnent :

$$v_{\parallel}^2 \geq 0 \Rightarrow E \geq \mu B + \Pi \quad (\text{B.9})$$

Cette relation signifie que dans l'espace $E - \mu$ la fonction de distribution à une certaine distance r n'est définie qu'au-dessus de la droite ayant comme pente le champ magnétique $B(r)$ et comme ordonnée à l'origine l'énergie potentielle totale $\Pi(r)$. Par contre, en utilisant ces nouvelles variables, on perd l'information sur le signe de la vitesse parallèle v_{\parallel} qui doit être inclus dans les expressions des moments (B.4) – (B.8) sous forme de deux fonctions f^+ et f^- de façon à les ajouter dans les calculs de la densité et de la pression, mais les soustraire pour le calcul du flux. Sur la figure (B.1), on a représenté l'espace $E - \mu$ pour une altitude $r_2 > r_0$, dans le cas où $\Pi_2 < \Pi_0$, ce qui est le cas, par exemple, pour un potentiel monotone décroissant.

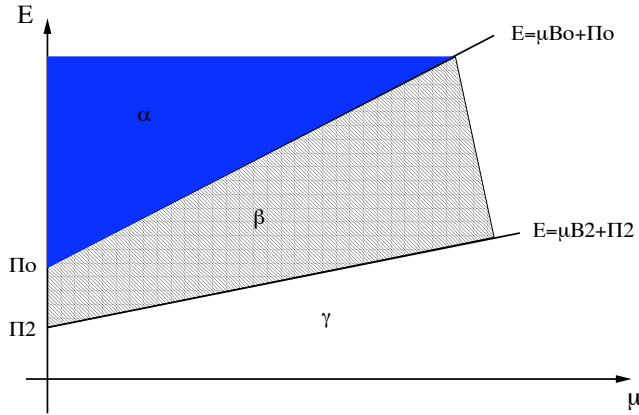


FIG. B.1: Espace $E - \mu$ à une altitude $r_2 > r_0$ et $\Pi_2 < \Pi_0$ (ce qui est le cas d'un potentiel monotone décroissant).

A l'exobase r_0 , la fonction de distribution $f(E, \mu)$ n'est définie qu'au-dessus de la droite $E = \mu B_0 + \Pi_0$ (qu'on appellera "droite (0)"), c'est-à-dire dans la région bleue α . De même, à la distance r_2 , la fonction f n'est définie qu'au-dessus de la droite (2), c'est-à-dire dans la région $\alpha + \beta$. Il faut noter que la droite (2) se trouve toujours en-dessous de la droite (0) puisque $\Pi_2 < \Pi_0$ et $B_2 < B_0$ (dans notre cas le champ magnétique est décroissant). A l'infini la droite correspondante est l'axe des abscisses puisque l'énergie potentielle et le champ magnétique s'annulent.

Maintenant, on peut se poser une question fondamentale sur la région β . Est-ce qu'on peut toujours définir la fonction f dans cette région à l'altitude r_2 ? La réponse est négative pour les particules qui proviennent de l'exobase parce que celles-ci ne sont pas "définies" (i.e. leur fonction f n'est pas définie) en-dessous de la droite (0). En effet, la fonction f des particules qui sont présentes à la fois à l'exobase et à l'altitude r_2 n'est définie que dans la région α à l'altitude r_2 . Par contre, on ne peut pas dire que la région β est complètement vide à l'altitude r_2 , parce qu'il peut y avoir des particules qui ne proviennent pas de l'exobase, mais on verra cet aspect plus loin. Ce qu'on peut dire sûrement est que la région γ est complètement vide à l'altitude r_2 parce que la fonction f n'y est pas définie pour cette altitude. Par conséquent, les particules qui s'échappent et qui proviennent de l'exobase sont définies dans la région α à toutes les altitudes. Le fait que la région β soit vide signifie que les particules ont été accélérées, à cause de la forme répulsive du potentiel décroissant, et ont atteint la région α .

Que se passe-t-il maintenant si le potentiel croit, comme c'est le cas d'un potentiel non-monotone avant son maximum à la distance r_{max} ? Sur la figure (B.2), on a représenté l'espace $E - \mu$ pour une altitude $r_0 < r_2 < r_{max}$, dans ce cas où $\Pi_2 > \Pi_0$ mais $B_2 < B_0$ (rappelons que le champ magnétique décroît toujours avec la distance).

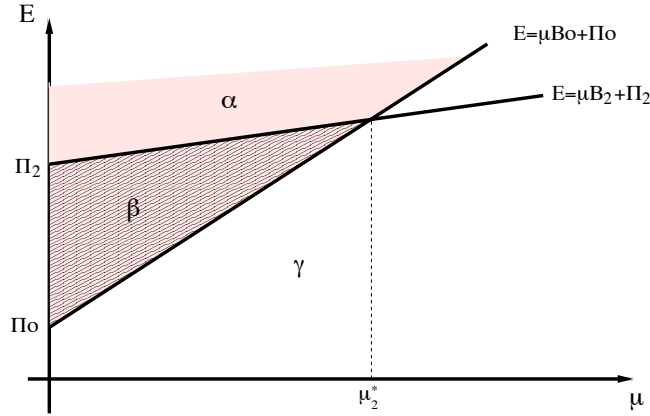


FIG. B.2: Espace $E - \mu$ à une altitude $r_0 < r_2 < r_{max}$ et $\Pi_2 > \Pi_0$ (ce qui est le cas d'un potentiel non-monotone croissant entre les altitudes r_0 et r_{max}).

Comme précédemment, à l'exobase r_0 , la fonction f n'est définie que dans la région au-dessus de la droite (0), c'est-à-dire la région $\alpha + \beta$. Cependant, maintenant la région de définition à l'altitude r_2 n'est plus définie par une simple droite comme avant, mais par deux dont l'intersection est le point $\mu_2^* = -\frac{\Pi_2 - \Pi_0}{B_2 - B_0}$. Cette région est la région α . La région γ en-dessous des droites (0) et (2) est vide à l'altitude 2. Qu'en est-il de la région β qui se trouve à la fois en-dessous de la droite (2) et au-dessus de la droite (0)? Dans cette région les particules sont

présentes à l'exobase r_0 , mais ne sont plus définies après la distance r_2 . Il s'agit des particules balistiques qui atteignent des distances $\leq r_2$ et ensuite retombent sur l'exobase.

Le cas représenté sur la figure (B.2) est aussi le cas de la distance r_{max} où la droite (2) correspond à r_{max} . Si maintenant on considère les droites correspondant à r_0 , r_{max} et un point intermédiaire r , on peut distinguer deux cas différents. Le premier est celui de la figure (B.3) où le point d'intersection entre les droites (r) et (r_0) est tel que $\mu_r^* > \mu_{max}^*$, où μ_r^* est l'abscisse de l'intersection des droites (0) et (r), et μ_{max}^* l'abscisse de l'intersection des droites (0) et (r_{max}).

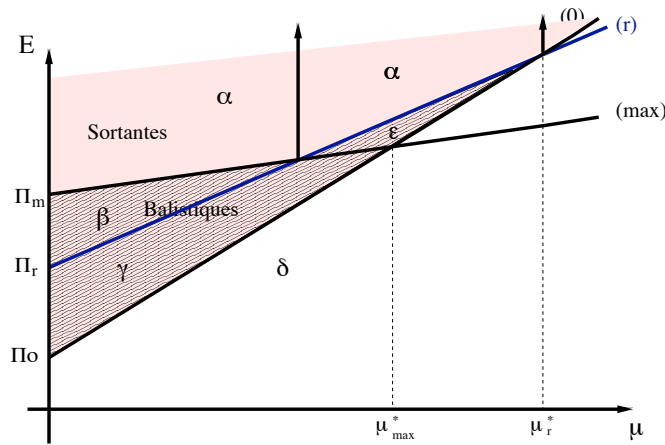


FIG. B.3: Espace $E - \mu$ pour les altitudes r_0 , r et r_{max} avec $r_0 < r < r_{max}$, $\Pi_0 < \Pi_r < \Pi_{max}$ et $\mu_r^* > \mu_{max}^*$. La région hachurée correspond aux particules balistiques.

Dans ce cas, la région des particules qui peuvent s'échapper n'est pas définie seulement par les deux droites (0) et (r_{max}), parce qu'il faut que ces particules puissent aussi accéder à l'altitude r . Cela veut dire que la région ϵ qui, avant, correspondait aux particules qui s'échappent, ne contient plus de telles particules parce qu'elle se trouve en-dessous de la droite (r). Par contre, cette région ϵ est permise pour des particules qui sont réfléchies avant l'altitude r , autrement dit des particules balistiques entre r_0 et r . La totalité des particules balistiques entre r_0 et r se trouvent dans la région $\gamma + \epsilon$. La région β contient elle aussi des particules balistiques qui ont pu franchir la barrière de l'altitude r et sont ainsi des particules balistiques entre r_0 et r_{max} . Finalement on voit que, en ce qui concerne les particules qui s'échappent, leur région de définition α est réduite de la région ϵ à cause du potentiel attractif à l'altitude r : les particules de la région ϵ sont obligées de rentrer vers le Soleil puisqu'elles n'arrivent pas à franchir la barrière du potentiel à l'altitude r .

Un cas différent est celui où $\mu_r^* < \mu_{max}^*$. Maintenant la droite (r) se trouve entièrement en-dessous du point d'intersection μ_{max}^* comme on le voit sur la figure (B.4).

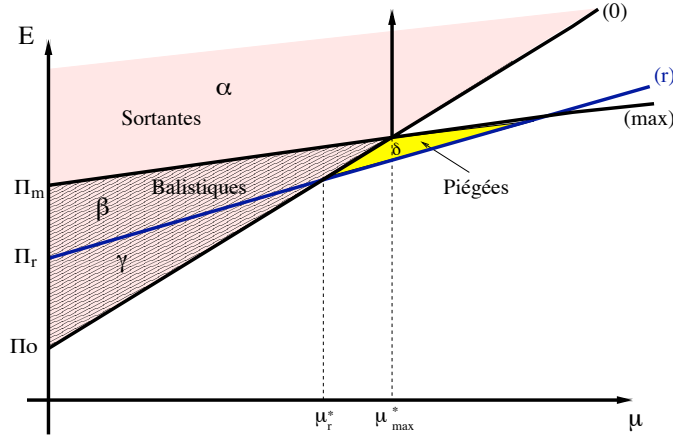


FIG. B.4: Espace $E - \mu$ pour les altitudes r_0 , r et r_{max} avec $r_0 < r < r_{max}$, $\Pi_0 < \Pi_r < \Pi_{max}$ et $\mu_r^* < \mu_{max}^*$. La région hachurée correspond aux particules balistiques, tandis que dans la région jaune sont définies les particules piégées.

Pour les particules qui s'échappent on n'a plus la région ϵ précédente : elles sont définies partout au-dessus des droites (r_{max}) et (r_0). De même les particules balistiques entre r_0 et r sont définies dans la région γ et celles entre r_0 et r_{max} dans la région $\beta + \gamma$. Que se passe-t-il dans la région δ ? Il s'agit des particules qui sont définies à l'altitude r mais ne le sont pas à l'exobase r_0 . Cela veut dire qu'elles ne proviennent pas de l'exobase. Ce sont les particules piégées entre r et $r_0 + dr$. On peut donc conclure que la position relative des points d'intersection μ_r^* et μ_{max}^* affecte l'existence ou non des particules piégées ainsi que la dépendance ou non de la région de définition des particules sortantes par le point intermédiaire r .

On voit que les régions de définition des particules sortantes, balistiques et piégées dépendent directement de la forme du potentiel de tous les points entre r_0 et r_{max} . Sur la figure (B.5) on a représenté plusieurs points de façon à montrer ces dépendances compliquées. La région des particules sortantes se trouve au-dessus des droites de tous les points, ce qui donne naissance à une courbe qui délimite cette région. En dessous de cette courbe se trouvent les particules balistiques. De même il existe une courbe similaire qui délimite la région des particules piégées.

B-3 Différences avec le modèle Lemaire-Scherer

Si l'on appliquait le modèle de Lemaire-Scherer dans le cas d'un potentiel non-monotone pour les protons on aurait des résultats différents. Cela est dû à l'existence des régions comme la région ϵ de la figure (B.3) qui sont absentes dans le modèle LS . Il s'agit des régions où l'on devrait trouver des particules sortantes dans un modèle LS , mais où l'on trouve des particules balistiques avec ce nouveau formalisme. Autrement dit, l'approche Lemaire-Scherer est une simplification du

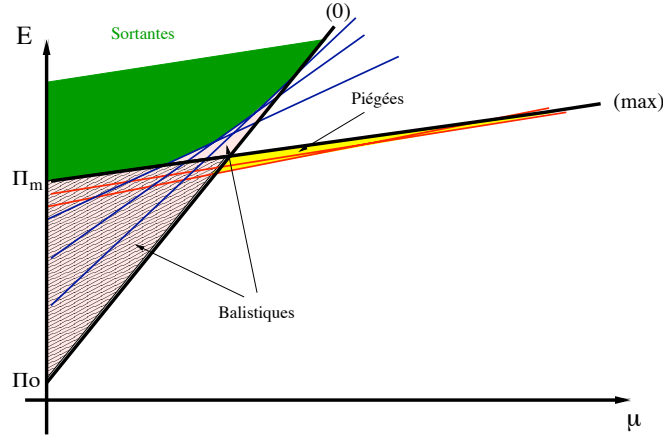


FIG. B.5: Espace $E - \mu$ pour plusieurs altitudes entre r_0 et r_{max} . Le potentiel $\Pi(r)$ est croissant tandis que $\mu^*(r)$ n'est pas monotone.

modèle généralisé faisant l'approximation que la région de définition des particules sortantes ne dépend pas de la forme du potentiel avant l'altitude r_{max} , mais qu'elle ne dépend que des valeurs Π_0 , Π_{max} et r_{max} . Il y a certaines conditions concernant la forme du potentiel qui rendent équivalentes les deux approches. Par exemple si le potentiel est monotone décroissant, le modèle LS et le modèle généralisé donnent les mêmes résultats. Mais ceci n'est pas le seul cas. Dans les paragraphes suivants, on verra quelles sont les contraintes sur la forme du potentiel total pour que les deux modèles soient équivalents. (Dans une première lecture, le reste de cette section peut être négligé).

Considérons le point d'intersection (E^*, μ^*) entre deux droites consécutives dans l'espace $E - \mu$, c'est-à-dire entre deux altitudes r et $r + dr$. Les coordonnées de ce point sont :

$$\mu^* = -\frac{d\Pi}{dB} \quad (\text{B.10})$$

$$E^* = \Pi - B \frac{d\Pi}{dB} \quad (\text{B.11})$$

Si $\frac{d\Pi}{dB} > 0$, μ^* est négatif et les droites consécutives ne se rencontrent pas dans le domaine de définition du moment magnétique ($\mu > 0$). Tel est le cas de la figure (B.1), si l'on considère que les points (0) et (2) sont consécutifs. Etant donné que le champ magnétique est supposé radial $\left(B(r) = B_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2\right)$, cette contrainte peut aussi s'écrire sous la forme :

$$\mu^*(r) = \frac{r^3}{2B_0 r_0^2} \frac{d\Pi}{dr} < 0 \Leftrightarrow \frac{d\Pi}{dr} < 0 \quad (\text{B.12})$$

Autrement dit, lorsque le potentiel total $\Pi(r)$ est décroissant, les deux modèles sont équivalents. Mais que se passe-t-il quand le potentiel croit ($\mu^* > 0$)? On a

alors deux cas différents : soit $\mu^*(r)$ croit, soit il décroît. S'il croit ($\frac{d\mu^*}{dr} > 0$) on se trouve dans un cas similaire à la figure (B.4) et, donc, les particules sortantes ne dépendent que des points r_0 et r_{max} . Les deux modèles sont équivalents. Cela n'est plus vrai dans le cas de la figure (B.3) où l'on a besoin de définir la courbe au-dessus de laquelle se trouvent les particules sortantes. On peut alors avoir un maximum de μ^* à une certaine altitude r_p , il suffit que $r_0 < r_p < r_{max}$. Pour trouver cette altitude r_p il faut annuler la dérivée de $\mu^*(r)$ donnée par l'expression :

$$\frac{d\mu^*}{dr} = \frac{3r^2}{2B_0r_0^2} \frac{d\Pi}{dr} + \frac{r^3}{2B_0r_0^2} \frac{d^2\Pi}{dr^2} \quad (\text{B.13})$$

Dans le cas qu'on examine $\frac{d\Pi}{dr} > 0$. Si l'on a $\frac{d^2\Pi}{dr^2} > 0$, $\mu^*(r)$ est croissant, il y a des particules piégées et les deux modèles sont équivalents. Pour ne pas avoir des particules piégées (ce qui fait que les deux modèles ne sont plus équivalents), il faut que $\mu^*(r)$ soit décroissant, donc $\frac{d^2\Pi}{dr^2} < 0$ et en plus $r > r_p$ avec r_p défini par l'expression :

$$r_p = -3 \frac{\left(\frac{d\Pi}{dr}\right)_{r_p}}{\left(\frac{d^2\Pi}{dr^2}\right)_{r_p}} \quad (\text{B.14})$$

Finalement, on voit que les modèles ne sont pas équivalents quand le potentiel croît et que sa dérivée seconde est négative avec $r > r_p$. Dans ce cas-là il n'y a plus de particules piégées. Il existe plusieurs formes possibles du potentiel. On peut par exemple avoir pour r proche de r_0 , $\frac{d^2\Pi}{dr^2} > 0$, puis $\frac{d^2\Pi}{dr^2} < 0$ avec des particules piégées au début jusqu'à r_p , mais on peut aussi ne pas du tout avoir de particules piégées si $r_p < r_0$. Cela, comme on le verra plus loin, est possible autant que souhaitable puisque cela enlève la faiblesse du modèle exosphérique que constituent les particules piégées (il faut noter que dans ce paragraphe on ne parle que des protons ; des électrons piégés peuvent toujours exister puisque leur r_{max}^e équivalent se trouve à l'infini).

B-4 Implementation d'un modèle généralisé

Comme on l'a vu dans le cas où les contraintes du paragraphe précédent sont violées, il faut résoudre le problème en utilisant le modèle généralisé représenté sur la figure (B.5). Le problème est la définition de la courbe limite entre les particules sortantes (région verte) et les particules balistiques. Considérons la région hachurée de la figure (B.6). Il s'agit d'une région élémentaire de la région des particules sortantes entre deux points μ_1 et μ_2 consécutifs et au-dessus de la droite correspondant à une altitude r_α .

Si l'on veut calculer un moment pour une certaine altitude r , pour une population des particules (par exemple les particules sortantes) on doit calculer une intégrale du type :

$$I_j(B_\alpha, \Pi_\alpha, \mu_1, \mu_2) = \int_{\mu_1}^{\mu_2} \left[\int_{\mu B_\alpha + \Pi_\alpha}^{\infty} \hat{F}_j(E, \mu) dE \right] d\mu \quad (\text{B.15})$$

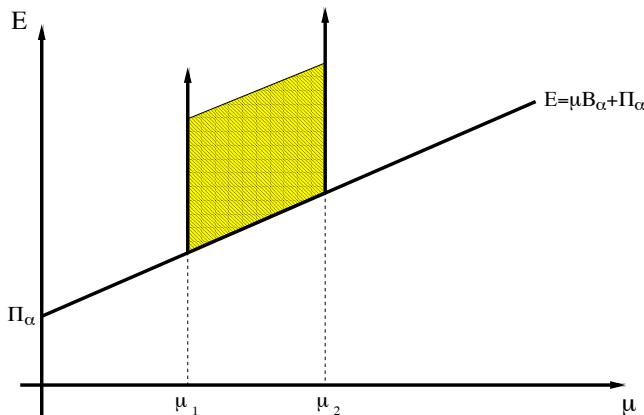


FIG. B.6: Représentation d'une partie élémentaire de la région de définition des particules sortantes dans l'espace $E - \mu$.

où \hat{F}_j est la quantité à intégrer (voir les expressions des moments (B.4) – (B.8)), avec $B = B_r$ et $\Pi = \Pi_r$. Ensuite il faut ajouter les intégrales I_j pour toutes les altitudes r_α avec $\alpha = 0, \dots, max$, puisque toutes les altitudes influencent la région de définition. Par exemple, sur la figure (B.3) la région d'intégration α des particules sortantes est définie par trois régions élémentaires. La même région sur la figure (B.4) n'est définie que par deux régions élémentaires.

Dans la section B-6, on peut trouver les étapes de calcul des intégrales I_j pour une fonction de distribution bi-Maxwellienne, ainsi que les expressions analytiques des moments "élémentaires". La somme permettant d'obtenir les valeurs des moments ne peut être faite que numériquement. Le choix d'une distribution Maxwellienne est justifié par le fait que les protons (pour lesquels on a besoin d'appliquer ce modèle) sont maxwelliens. De plus le fait d'utiliser une *bi*-maxwellienne permettra d'inclure des anisotropies de température.

B-5 Approximation de trois points

La méthode de résolution décrite dans le paragraphe précédent est extrêmement compliquée dans son implementation numérique. En fait le problème principal est que la forme du potentiel est nécessaire pour calculer les moments, alors que celle-ci est notre inconnue. Or, la méthode ne permet pas de calculer le potentiel de manière auto-cohérente. On peut toutefois insérer des familles de potentiels paramétrés ou procéder avec des grilles. Avant d'avancer dans cette résolution, il est indispensable de vérifier la validité de notre méthode. Cela est possible en simplifiant le problème de façon à le réduire à un modèle classique de Lemaire-Scherer, c'est-à-dire en négligeant l'influence des points intermédiaires ($r_0 < r < r_{max}$) sur la forme du potentiel. Cela va aussi servir à calculer les écarts

dûs à la contribution des régions du type “ ϵ ”, puisque le formalisme décrit nous le permet.

Si l’on fait cette approximation le potentiel pourra être calculé de façon auto-consistante. On a trois inconnues, l’altitude r_{max} , la valeur du potentiel électrique à cette altitude ϕ_{Emax} ainsi que sa valeur à l’exobase ϕ_{E0} . Pour résoudre notre problème on a trois équations non-linéaires qui découlent de la quasi-neutralité à l’exobase et à r_{max} ainsi que l’égalité des flux à l’exobase (ou à r_{max}). Par contre l’effet de la normalisation à l’exobase nous impose la quasi-neutralité à l’exobase en nous privant ainsi d’une équation. C’est ainsi qu’on est obligé d’avoir un paramètre libre, par exemple r_{max} .

Après avoir choisi le paramètre r_{max} , on calcule les deux paramètres inconnus avec les deux équations. Ces paramètres inconnus ϕ_{E0} et ϕ_{Emax} ne sont pas complètement libres. Ils doivent obéir à trois contraintes fondamentales. La première est que le potentiel électrique est considéré le plus simple possible, c’est-à-dire monotone décroissant. Cela implique que :

$$\phi_{Emax} < \phi_{E0}. \quad (B.16)$$

La deuxième contrainte est que le potentiel total ait un maximum, ce qui implique que $\Pi_{max} > \Pi_0$, autrement dit :

$$\phi_{Emax} > \phi_{E0} - \frac{m_p M_\odot G}{e} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_{max}} \right) \quad (B.17)$$

La dernière contrainte est que $\Pi_{max} > 0$, sinon on ne peut pas avoir un potentiel qui s’annule à l’infini pour $r_{max} \neq \infty$. Cela s’exprime comme :

$$\phi_{Emax} > \frac{m_p M_\odot G}{e r_{max}} \quad (B.18)$$

Le domaine de définition de ϕ_{Emax} qui résulte des contraintes précédentes est :

$$\chi < \phi_{Emax} < \phi_{E0} \quad (B.19)$$

où χ est la valeur maximale des membres de droite des inégalités (B.17) et (B.18).

Ensuite, en imposant la quasi-neutralité pour toutes les altitudes (avant et après r_{max}) on peut calculer le potentiel électrique partout. On peut voir que après r_{max} , on peut ainsi avoir plusieurs solutions pour le potentiel. Mais, il n’existe qu’un seul r_{max} qui assure un potentiel monotone décroissant après r_{max} , traversant une singularité.

C’est ainsi qu’on obtient l’intégralité de la solution du potentiel électrique à toutes les altitudes et par conséquent du potentiel total. On peut ensuite utiliser les expressions des moments pour obtenir des quantités observables, telles que les densités, les vitesses et les températures.

B-6 Moments des protons bi-Maxwelliens

On considère une fonction de distribution des vitesses bi-Maxwellienne donnée par l'expression :

$$f = \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{2n_0}{T_{\parallel}^{1/2}T_{\perp}} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2T_{\parallel}} - \frac{m(v_x^2 + v_y^2)}{2T_{\perp}}\right) \quad (\text{B.20})$$

Pour alléger l'écriture, on a omis la constante de Boltzmann k_b , ce qui signifie que les températures dans ces expressions ont des dimensions d'énergie. Avec le changement de variables (E, μ) , la fonction de distribution devient :

$$f(E, \mu) = \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{2n_0}{T_{\parallel 0}^{1/2}T_{\perp 0}} \exp\left(-\frac{E}{T_{\parallel 0}} + \frac{\Pi_0}{T_{\parallel 0}} - \mu B_0 \left[\frac{1}{T_{\perp 0}} - \frac{1}{T_{\parallel 0}}\right]\right) \quad (\text{B.21})$$

On peut calculer analytiquement les intégrales I_j données par la relation (B.15). Par contre la somme de ces intégrales pour toutes les altitudes α ne peut être faite que numériquement dans le cas du modèle généralisé. On donne ici les résultats de ces intégrales pour des fonctions bi-Maxwelliennes (B.21) pour tous les j qui nous intéressent (où $j = n, F, P_{\parallel}, P_{\perp}$). Ce sont alors des fonctions de deux points consécutifs μ_1 et μ_2 . On les appellera intégrales élémentaires, d'où l'indice *el* ci-dessous. Les expressions qui suivent sont générales et peuvent, donc, être utilisées pour les protons, mais aussi pour les électrons. Dans notre modèle on les utilise pour les protons, et donc $m = m_p$.

$$n_{el} = \frac{n_0}{2} \frac{A_1}{1 + A \frac{B_0}{B_r}} \exp\left(\frac{\Pi_0 - \Pi_r}{T_{\parallel}}\right) (R_{g0} - R_{g1} + R_{g2}) \quad (\text{B.22})$$

$$F_{el} = \frac{n_0}{2} \sqrt{\frac{2T_{\parallel}}{\pi m}} \frac{B_r}{B_{\alpha}} \frac{A_1}{1 + \frac{B_0}{B_{\alpha}} A} \exp\left(\frac{\Pi_0 - \Pi_{\alpha}}{T_{\parallel}}\right) \left[\exp\left(-\frac{\mu_1(B_{\alpha} + AB_0)}{T_{\parallel}}\right) - \exp\left(-\frac{\mu_2(B_{\alpha} + AB_0)}{T_{\parallel}}\right) \right] \quad (\text{B.23})$$

$$P_{\parallel,el} = en_{el}T_{\parallel} + \frac{en_0T_{\parallel}}{2} \frac{A_1}{1 + A \frac{B_0}{B_r}} R_{g3} \quad (\text{B.24})$$

$$P_{\perp,el} = \frac{P_{\parallel,el}}{1 + A \frac{B_0}{B_r}} + \frac{en_0T_{\parallel}}{2} \exp\left(\frac{\Pi_0 - \Pi_r}{T}\right) \frac{A_1}{\left(1 + A \frac{B_0}{B_r}\right)^2} \left[\frac{\mu_1(B_r + AB_0)}{T_{\parallel}} R_{g0} - \frac{\mu_2(B_r + AB_0)}{T_{\parallel}} R_{g1} + \frac{\Pi_{\alpha} - \Pi_r}{T_{\parallel}} R_{g4} \right] \quad (\text{B.25})$$

avec :

$$R_{g0} = \operatorname{erfc}(\sqrt{x_1}) \exp\left(-\frac{\mu_1(B_r + AB_0)}{T_{\parallel}}\right) \quad (\text{B.26})$$

$$R_{g1} = \operatorname{erfc}(\sqrt{x_2}) \exp\left(-\frac{\mu_2(B_r + AB_0)}{T_{\parallel}}\right) \quad (\text{B.27})$$

$$R_{g2} = G_1(y) \exp\left(\frac{B_r + AB_0}{B_{\alpha} - B_r} \frac{\Pi_{\alpha} - \Pi_r}{T_{\parallel}}\right) \quad (\text{B.28})$$

$$R_{g3} = G_3(y) \exp\left(\frac{\Pi_0 - \Pi_r}{T_{\parallel}} + \frac{B_r + AB_0}{B_{\alpha} - B_r} \frac{\Pi_{\alpha} - \Pi_r}{T_{\parallel}}\right) \quad (\text{B.29})$$

$$R_{g4} = G_2(y) \exp\left(\frac{B_r + AB_0}{B_{\alpha} - B_r} \frac{\Pi_{\alpha} - \Pi_r}{T_{\parallel}}\right) \quad (\text{B.30})$$

et :

$$x_{1,2} = \frac{\mu_{1,2}(B_{\alpha} - B_r) + \Pi_{\alpha} - \Pi_r}{T_{\parallel}} \quad (\text{B.31})$$

$$y = \frac{B_{\alpha} + AB_0}{B_{\alpha} - B_r} \quad (\text{B.32})$$

$$A_1 = A + 1 = \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} \quad (\text{B.33})$$

Les fonctions $G_i(y)$ sont définies par les relations :

$$\begin{aligned} G_1(y) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} (\sqrt{x_1} - \sqrt{x_2}), \quad \text{si } y = 0 \\ &= \frac{1}{\sqrt{y}} [\operatorname{erf}(\sqrt{yx_1}) - \operatorname{erf}(\sqrt{yx_2})], \quad \text{si } y > 0 \\ &= \frac{2}{\sqrt{-y\pi}} [e^{-yx_1} D(\sqrt{-yx_1}) - e^{-yx_2} D(\sqrt{-yx_2})], \quad \text{si } y < 0 \\ &= 0, \quad \text{si } y \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (\text{B.34})$$

$$\begin{aligned} G_2(y) &= \frac{2y}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{B_r + AB_0}{B_{\alpha} + AB_0}\right) (\sqrt{x_1} - \sqrt{x_2}), \quad \text{si } y = 0 \\ &= \sqrt{y} \left(\frac{B_r + AB_0}{B_{\alpha} + AB_0}\right) [\operatorname{erf}(\sqrt{yx_1}) - \operatorname{erf}(\sqrt{yx_2})], \quad \text{si } y > 0 \\ &= -2\sqrt{\frac{-y}{\pi}} \left(\frac{B_r + AB_0}{B_{\alpha} + AB_0}\right) [e^{-yx_1} D(\sqrt{-yx_1}) - e^{-yx_2} D(\sqrt{-yx_2})], \quad \text{si } y < 0 \\ &= 0, \quad \text{si } y \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

$$\begin{aligned} G_3(y) &= \frac{2y}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{B_r + AB_0}{B_{\alpha} + AB_0}\right) (x_1^{3/2} - x_2^{3/2}), \quad \text{si } y = 0 \\ &= \left(\frac{B_r + AB_0}{B_{\alpha} + AB_0}\right) \left[\frac{\operatorname{erf}(\sqrt{yx_1})}{\sqrt{y}} - \sqrt{\frac{x_1}{\pi}} e^{-yx_1} - \frac{\operatorname{erf}(\sqrt{yx_2})}{\sqrt{y}} + \sqrt{\frac{x_2}{\pi}} e^{-yx_2} \right], \quad \text{si } y > 0 \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{B_r + AB_0}{B_{\alpha} + AB_0}\right) \left[e^{-yx_1} \left(\frac{D(\sqrt{yx_1})}{\sqrt{-y}} - \sqrt{x_1} \right) - e^{-yx_2} \left(\frac{D(\sqrt{yx_2})}{\sqrt{-y}} - \sqrt{x_2} \right) \right], \quad \text{si } y < 0 \\ &= 0, \quad \text{si } y \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (\text{B.36})$$

et $D(x)$ l'intégrale de Dawson :

$$D(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt \quad (\text{B.37})$$

Les expressions se simplifient dans le cas d'une distribution Maxwellienne isotrope en imposant $T_{\parallel} = T_{\perp}$, autrement dit $A = 0$.

Annexe C

Modèle de Parker

Sommaire

C-1	Accélération isotherme du vent solaire	82
C-2	Potentiel électrique dans le modèle de Parker	84

C-1 Accélération isotherme du vent solaire

Dans le modèle de Parker, on suppose que le vent solaire est un flux stationnaire isotherme. Le champ magnétique et d'autres facteurs comme la viscosité ou la rotation sont négligés à ce stade, ce qui réduit le problème à une dimension, autrement dit, il a une symétrie sphérique.

Comme il s'agit d'une théorie fluide, les équations de départ, dans le cas stationnaire, sont la conservation de la masse et l'équation d'Euler. La conservation de la masse s'écrit :

$$\operatorname{div}(\rho\vec{v}) = 0$$

ce qui donne le taux constant de perte de masse du soleil

$$\rho v r^2 = \text{cte}$$

où ρ est la masse volumique du gaz, v la vitesse de l'écoulement et r la distance au centre du soleil.

L'équation d'Euler s'écrit :

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{GM_\odot}{r^2} \rho$$

où p la pression scalaire, M_\odot la masse du soleil et G la constante de la gravité. On ferme le système avec l'équation d'état qui pour un gaz ionisé est

$$p = 2nk_B T$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T la température et n la densité (nombre d'électrons ou d'ions par unité de volume). On a supposé un gaz exclusivement constitué de protons et d'électrons (on néglige les noyaux plus lourds comme l'hélium) en équilibre thermique pour lequel $T = T_p = T_e$, ainsi que $n = n_p = n_e$, en raison de la quasi-neutralité du plasma. Finalement, après quelques manipulations algébriques, on obtient

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} \left(v^2 - \frac{2k_B T}{m_p} \right) = \frac{4k_B T}{m_p r} - G \frac{M_\odot}{r^2} \quad (\text{C.1})$$

où m_p est la masse du proton. Il faut souligner le fait que cette équation a été déduite en faisant l'hypothèse simplificatrice d'un vent *isotherme* (gradient de température nul).

A partir de cette équation, on peut définir une vitesse v_c (*critique*) pour laquelle le premier membre s'annule, ainsi qu'une distance r_c (*critique*) pour laquelle le second membre s'annule. Ces valeurs critiques sont

$$v_c = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_p}} = v_s \quad \text{et} \quad r_c = \frac{GM_\odot m_p}{4k_B T} = \frac{GM_\odot}{2v_c^2} \quad (\text{C.2})$$

où v_s est la vitesse du son.

La topologie des solutions de l'équation (C.1) est représentée sur la figure C.1 pour la température de $T = 10^6 K$ à la base de la couronne.

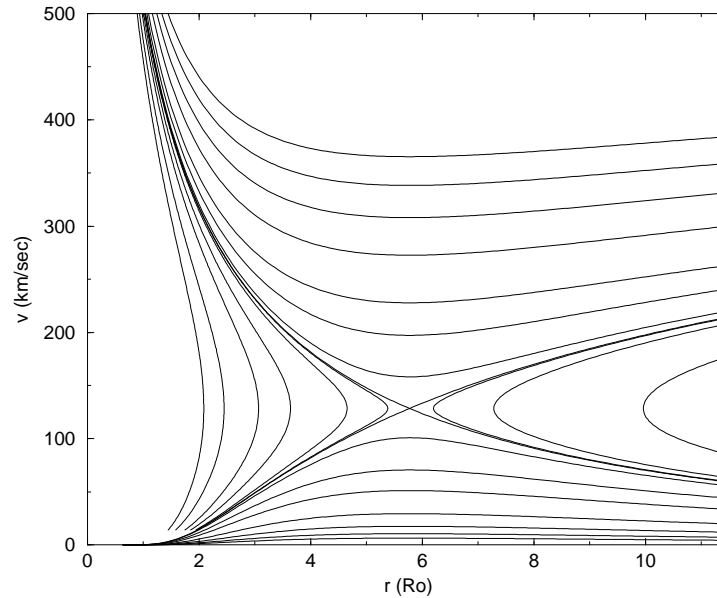


FIG. C.1: Topologie des solutions du modèle hydrodynamique de Parker pour le vent solaire pour une température $T = 10^6 K$ à la base de la couronne.

On voit qu'il y a trois classes de solutions (dont l'une double) : *subsoniques* (appelées aussi *brises*), *transsoniques* et *supersoniques*. Il y a deux solutions transsoniques. Celle qui correspond à des vitesses initiales supersoniques et finalement subsoniques (transsonique décroissante) et l'inverse (transsonique croissante). Parker a conclu que pour obtenir des pressions loin du soleil compatibles avec celles du milieu interstellaire, on ne peut garder que la solution transsonique croissante, seule solution où la pression tend vers zéro à l'infini et qui concilie à la fois les observations à la base de la couronne et les mesures in situ dans le milieu interplanétaire. Cette prédiction d'une expansion supersonique à la vitesse d'environ 300-400 km/s est à l'origine du nom de "vent solaire".

Il est intéressant de voir la dépendance de cette solution avec la température. En résolvant l'équation jusqu'à une unité astronomique, on obtient (*fig.C.2*) la vitesse du vent solaire à l'orbite terrestre, en fonction de la température de la couronne solaire (toujours dans le cas du vent isotherme).

On voit que le modèle de Parker ne permet pas de reproduire le vent solaire rapide, dont la vitesse peut dépasser fréquemment les 800 km/s, sans invoquer une isothermie radiale (le cas de la figure C.2) et des températures coronales dépassant les $2 \times 10^6 K$. Avec un modèle polytropique plus réaliste, il faut des températures encore plus élevées. Il existe bien évidemment des raffinements à l'approche simplifiée qu'on vient de présenter. Un raffinement possible consiste à faire intervenir le champ magnétique interplanétaire. Il est ainsi possible, tout en maintenant les conditions coronales raisonnables, de remplacer l'isothermie radiale, nécessaire dans le modèle de Parker pour obtenir des vents dépassant 800 km/s, par une source d'énergie, par exemple sous forme d'ondes d'Alfvén, présentes à toutes les distances héliocentriques. Le défaut majeur de l'approche hydrodynamique de Parker est qu'elle n'est pas complètement justifiée théorique-

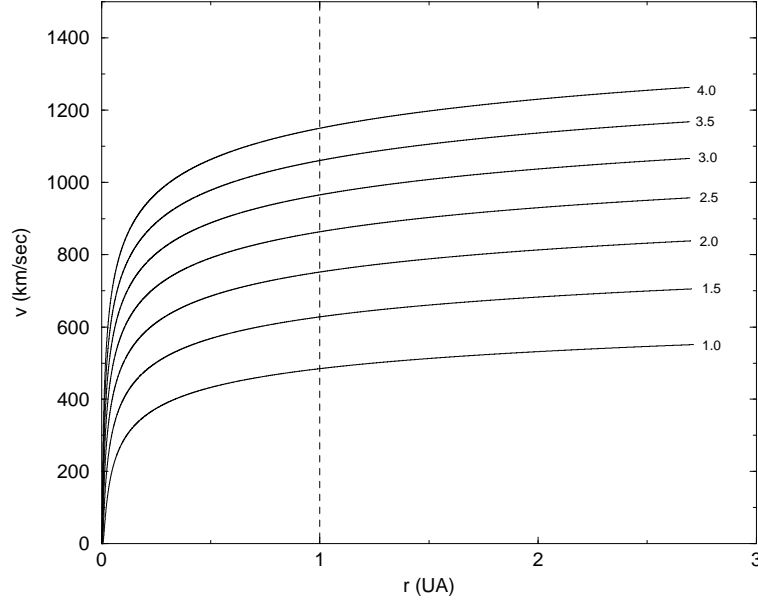


FIG. C.2: Solutions transoniques (isothermes) pour différentes températures. Les valeurs à côté des courbes représentent la température en millions de K. La ligne pointillée indique l'orbite de la Terre.

ment, puisque la variation de température est imposée ad-hoc et qu'on ne sait pas la calculer.

C-2 Potentiel électrique dans le modèle de Parker

La question qu'on se pose dans cette annexe est s'il existe un potentiel électrique dans le modèle de Parker. Bien que le champ électrique soit absent dans les équations fluides (cas mono-fluide), il est nécessaire pour assurer la quasi-neutralité. La force de pression des électrons est ainsi compensée par la force électrique, suivant la relation :

$$eE = -\frac{1}{n} \frac{\partial(nk_B T_e)}{\partial r} = -\nabla\phi \quad (\text{C.3})$$

où E est le champ électrique et ϕ son potentiel. Si l'on applique cette équation dans le cas du vent solaire polytropique bi-fluide (d'indice polytropique γ), on peut montrer que l'énergie potentielle électrostatique qui en découle est :

$$e\phi = \frac{\gamma}{\gamma - 1} k_B T \quad (\text{C.4})$$

où la température T se calcule par le modèle de Parker. L'énergie potentielle totale (électrique + gravitationnelle) est :

$$\psi = e\phi - \frac{m_p M_\odot G}{r} \quad (\text{C.5})$$

Pour effectuer le calcul, il faut résoudre le modèle de Parker pour une pression $p \sim n^\gamma$. En supposant que $T_e = T_p = T$ et $m_e \ll m_p$, l'équation qu'il faut résoudre qui donne la température $t = T/T_0$ en fonction de la distance $x = r/r_0$ s'écrit :

$$y_0 x^{-4} t^{-2/(\gamma-1)} + \frac{2\gamma}{\gamma-1} t - \alpha x^{-1} = y_0 + \frac{2\gamma}{\gamma-1} - \alpha \quad (C.6)$$

où l'indice 0 indique les valeurs à la surface du soleil et :

$$y_0 = \frac{mv_0^2}{2k_B T_0} \quad (C.7)$$

$$\alpha = \frac{m_p M_\odot G}{r_0 k_B T_0} \quad (C.8)$$

Pour obtenir la solution du vent solaire transonique il faut ajuster y_0 de façon que la solution passe par le point critique. Cela revient à résoudre l'équation suivante pour obtenir y_0 :

$$y_0 + \frac{2\gamma}{\gamma-1} - \alpha = \frac{5-3\gamma}{\gamma-1} \gamma^{2/(5-3\gamma)} y_0^{(\gamma-1)/(5-3\gamma)} \left(\frac{4}{\alpha} \right)^{4(8\gamma-1)/(5-3\gamma)} \quad (C.9)$$

La valeur du y_0 trouvé par l'équation (C.9) est ensuite injectée dans l'équation (C.6) d'où l'on obtient la température en fonction de la distance pour le vent solaire transonique. Ensuite le potentiel électrique et l'énergie potentielle totale pour les protons se calculent respectivement par les relations (C.4) et (C.5). Il faut enfin faire attention au choix des couples (α, γ) qui doivent obéir à la relation :

$$4\gamma < \alpha < \frac{2\gamma}{\gamma-1} \quad (C.10)$$

qui est la condition nécessaire pour avoir un vent polytropique transonique dont la vitesse croît avec la distance (ce qui est le cas pour le vent solaire). Cette condition implique l'inégalité $1 < \gamma < \frac{3}{2}$.

Si l'on fixe les valeurs T_0 et γ , par exemple $T_0 = 2 \cdot 10^6 K$ et $\gamma = 1.05$, on obtient le potentiel électrique et l'énergie potentielle totale pour les protons représentés sur les figures (C.3) et (C.4) respectivement.

On peut tout d'abord remarquer que le potentiel total ψ des protons possède un maximum à une certaine altitude r_{max} ; il n'est pas monotone, ce qui est en accord avec nos raisonnements sur le modèle cinétique. De plus, on remarque que cette altitude r_{max} est supérieure à l'altitude du point critique r_c représentée par la ligne pointillée sur la figure (C.4). Ce résultat est également obtenu par Landi (2001) à travers des simulations cinétiques avec des collisions, en contradiction avec Scudder (1996) qui identifie le point critique avec le maximum du potentiel (mais en négligeant l'effet des collisions protons-électrons). Le résultat $r_{max} > r_c$ est vrai pour toutes les valeurs possibles de l'indice γ , comme on peut le voir sur la figure (C.5) où sont tracées les valeurs de r_{max} (ligne continue) et r_c (ligne pointillée) en fonction du γ , dans le cas d'une température typique $T_0 = 2 \cdot 10^6 K$.

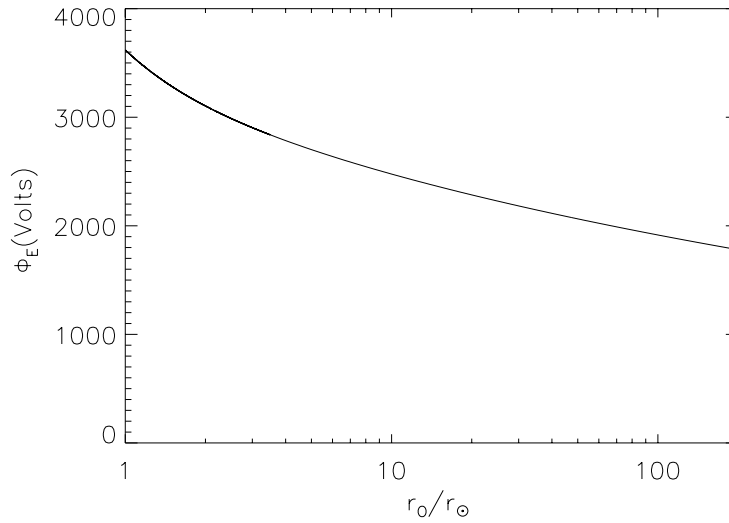


FIG. C.3: Potentiel électrique calculé par le modèle de Parker du vent polytropique dans le cas $T = 2 \cdot 10^6 K$ et $\gamma = 1.05$.

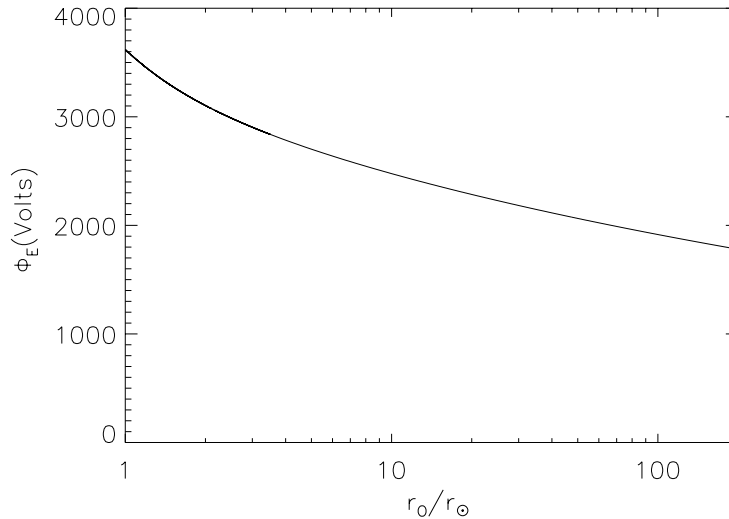


FIG. C.4: Energie potentielle totale (électrique+gravitationnelle) pour les protons dans le cas calculée par le modèle de Parker du vent polytropique dans le cas $T = 2 \cdot 10^6 K$ et $\gamma = 1.05$. La ligne pointillée correspond à la distance du point critique.

Il est aussi intéressant de voir ce que donnent les autres solutions de l'équation (C.6) pour des valeurs $y \neq y_0$, c'est à dire d'étudier la topologie complète des solutions du modèle, comme cela a été fait dans le cas de la figure (C.1). On peut ainsi tracer les vitesses (fig.C.6), le potentiel électrostatique (fig.C.7) et le potentiel total pour les protons (fig.C.8) pour toutes les solutions physiques. Sur toutes les figures on peut faire la distinction entre les quatre différentes familles de solutions : vent solaire (en noir), solution transonique décroissante (en bleu), brises (en rouge) et solutions supersoniques (en vert). On remarque que la topologie en vitesses se retrouve d'une certaine manière pour les potentiels, notamment avec l'existence d'un point singulier.

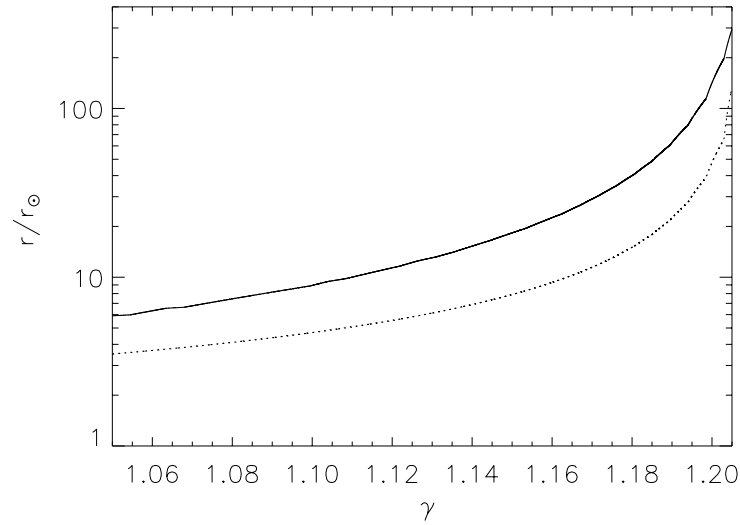


FIG. C.5: Dépendance des valeurs r_{max} (ligne continue) et r_c (ligne pointillée) en fonction du paramètre γ pour $T_0 = 2 \cdot 10^6 K$.

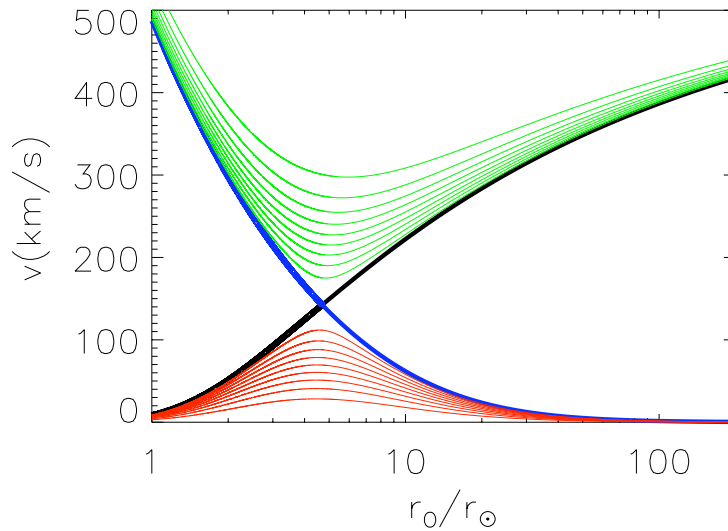


FIG. C.6: Topologie des vitesses du modèle polytropique de Parker pour $T_0 = 2 \cdot 10^6 K$ et $\gamma = 1.1$.

Avant de terminer, il faut remarquer que la condition $\gamma < \frac{3}{2}$ est une condition nécessaire pour avoir un vent qui s'accélère, ce qui est le cas du vent solaire. Par contre, il n'y a aucune autre raison physique pour cette restriction, et il est tout à fait possible d'avoir un vent avec $\frac{3}{2} < \gamma < \frac{5}{3}$. Cela peut donner une solution transonique (croissante), mais avec des vitesses qui diminuent, ce qui pourrait être le cas de certains vents stellaires (Dahlberg, 1963).

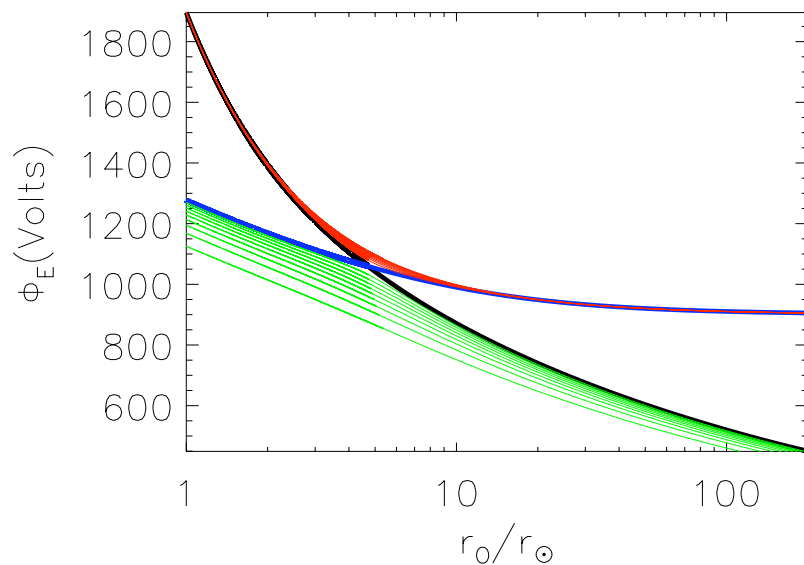


FIG. C.7: Topologie des solutions du potentiel électrostatique du modèle polytropique de Parker pour $T_0 = 2 \cdot 10^6 K$ et $\gamma = 1.1$.

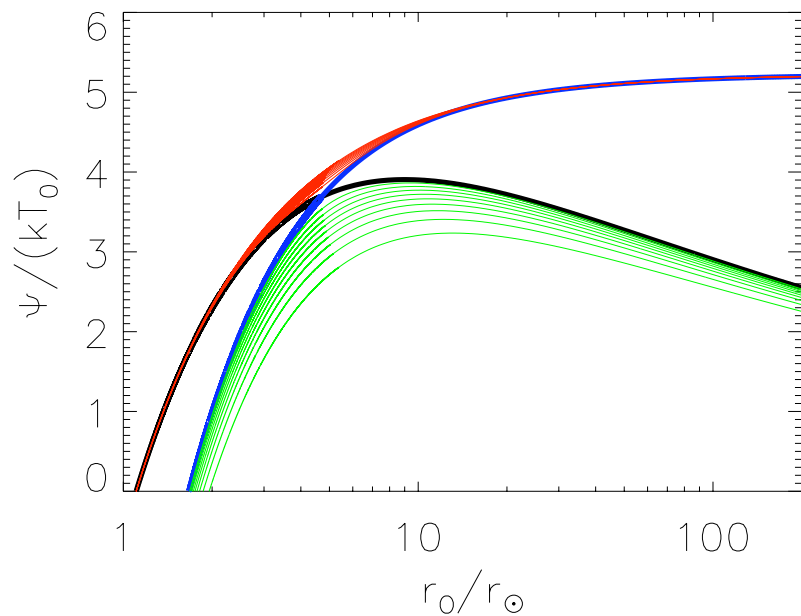


FIG. C.8: Topologie des solutions du potentiel total (électrique+gravitationnel) pour les protons du modèle polytropique de Parker pour $T_0 = 2 \cdot 10^6 K$ et $\gamma = 1.1$.

Annexe D

Protons : être ou ne pas être piégé ?

Comme il a été expliqué à l'annexe B, il existe une certaine altitude r_p (relation B.14) à partir de laquelle on n'a plus de protons piégés. On peut montrer qu'il existe aussi un profil de potentiel "critique" entre r_0 et r_{max} qui indique la présence ou non des protons piégés. Dans le cas où $\kappa_e = 2.5$ et $r_0 = 2.5R_\odot$, ce profil critique est représenté sur la figure D.1 par la ligne hachurée. Si le potentiel se trouve au-dessus de cette ligne il n'y a pas de protons piégés. Ceux-ci apparaissent lorsque le potentiel se trouve en-dessous de cette ligne.

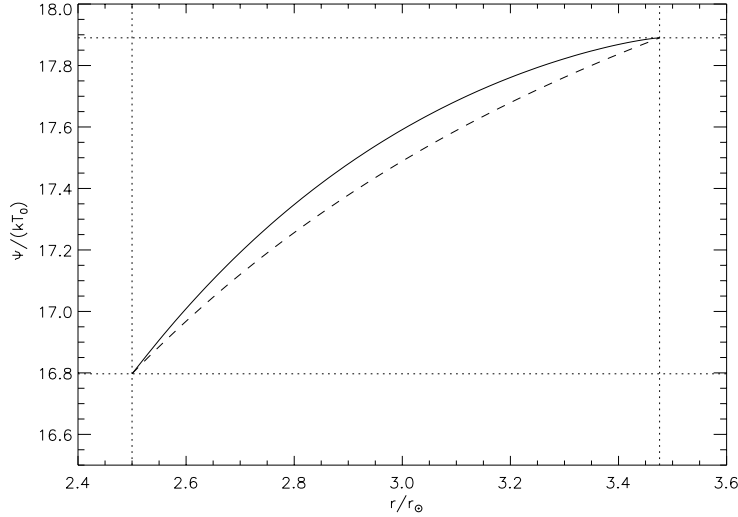


FIG. D.1: Profil du potentiel "critique" (ligne hachurée) entre r_0 et r_{max} . La ligne continue correspond au profil du potentiel calculé dans ce cas ($\kappa_e = 2.5$, $r_0 = 2.5R_\odot$). Le potentiel étant toujours au-dessus de la ligne hachurée, on n'a pas de protons piégés.

Comme le potentiel calculé (ligne continue) se trouve toujours au-dessus de cette ligne, on n'a pas de protons piégés. Cela est valable pour tous les cas lorentziens (κ_e petits) qu'on a examinés. Par contre si l'on trace les mêmes courbes dans le cas maxwellien ($\kappa_e = 100$), on obtient une configuration différente (fig.D.2).

On voit alors qu'il existe une certaine altitude r_p avant laquelle on a des protons piégés, ce qui n'était pas le cas avant. L'absence de protons piégés dans le cas lorentzien est un résultat important qui indique qu'on n'a pas besoin des protons piégés introduits de manière ad hoc dans le modèle exosphérique. A noter cependant que leur contribution à la densité totale et leur rôle dans les résultats sont de toute façon mineurs. Par contre, on a toujours des électrons piégés, qui permettent en pratique de prendre en compte l'effet des collisions, comme nous l'avons montré dans le chapitre 3.

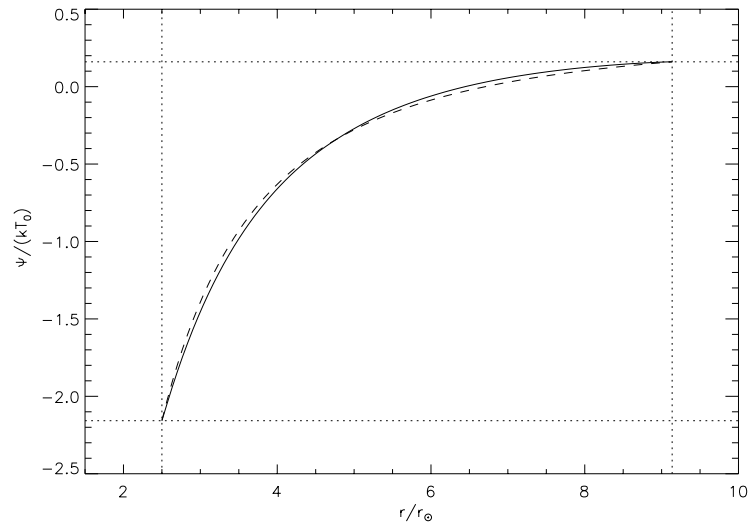


FIG. D.2: Profil du potentiel “critique” (ligne hachurée) entre r_0 et r_{max} . La ligne continue correspond au profil du potentiel calculé dans ce cas maxwellien ($\kappa_e = 100$, $r_0 = 2.5R_\odot$). Le potentiel est au début en-dessous de la ligne hachurée avant une certaine altitude r_p . On n’a des protons piégés qu’avant cette altitude.

Annexe E

Publications principales

Sommaire

E-1	A transonic collisionless model of the solar wind . . .	95
E-2	Acceleration of weakly collisional solar-type winds .	111
E-3	Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU .	117

E-1 A transonic collisionless model of the solar wind

I. Zouganelis, M. Maksimovic, N. Meyer-Vernet, H.Lamy, K. Issautier

(publié en 2004 dans *The Astrophysical Journal*, 606, 542)

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 606:542–554, 2004 May 1
 © 2004. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

A TRANSONIC COLLISIONLESS MODEL OF THE SOLAR WIND

I. ZOUGANELIS,¹ M. MAKSIMOVIC,¹ N. MEYER-VERNET,¹ H. LAMY,² AND K. ISSAUTIER¹

Received 2003 November 6; accepted 2004 January 15

ABSTRACT

Because of the semicollisional nature of the solar wind, the collisionless or exospheric approach and the hydrodynamic one are both inaccurate. However, the advantage of simplicity makes them useful for enlightening us on some basic mechanisms of solar wind acceleration. Previous exospheric models have been able to reproduce winds that were already nearly supersonic at the exobase, the altitude above which there are no collisions. In order to allow transonic solutions, a lower exobase has to be considered, in which case the protons are experiencing a nonmonotonic potential energy profile. This is done in the present work. In this model, the electron velocity distribution in the corona is assumed to be nonthermal. Parametric results are presented and show that the high acceleration obtained does not depend on the details of the nonthermal distributions. This acceleration seems, therefore, to be a robust result produced by the presence of a sufficient number of suprathermal electrons. A method for improving the exospheric description is also given, which consists of mapping particle orbits in terms of their invariants of motion.

Subject headings: acceleration of particles — methods: numerical — solar wind — stars: winds, outflows — Sun: corona

1. INTRODUCTION

Most cosmic bodies eject matter into space, but the solar wind is the first and, up to now, only stellar outflow to have been measured in situ (Neugebauer 1997). Numerous sophisticated models have been developed since Parker's pioneering papers (Parker 1958, 1960) using complicated mechanisms. The different acceleration mechanisms, the origin of the high-speed solar wind, and the associated problem of coronal heating have been recently reviewed in a comprehensive way by Cranmer (2002). However, the solar wind acceleration and its properties are still far from being well understood. The reason for this difficulty is that the solar wind is neither a collision-dominated medium nor a collisionless one. The Knudsen number K_n , which is defined as the ratio of the particle mean free path to the density scale height, is close to unity at Earth's orbit (see, e.g., Hundhausen 1972). This means that neither the hydrodynamic approach nor the purely collisionless one (also called exospheric) are fully appropriate to model the solar wind expansion and to explain its observed properties.

The classical fluid approach is applicable to the extreme regime when $K_n \ll 1$, that is, when the medium is collision-dominated. In this case, the particle velocity distribution functions (VDFs) are Maxwellians, since the medium is assumed to be at local thermodynamic equilibrium. The Euler or Navier-Stokes approximations are applicable and produce a thermally driven wind out of the hot solar corona. There are two problems with this approach: First, the particle VDFs *might* not be Maxwellians at the base of the solar wind. Second, the particle VDFs *are* not Maxwellians in the solar wind. There is an increasing amount of both theoretical (Viñas, Wong, & Klimas 2000; Leubner 2002) and observational evidence (Esser & Edgar 2000) that tends to show that

nonthermal VDFs can develop and exist in the high corona and even in the transition region. This is because in a plasma the particle free paths increase rapidly with speed ($\propto v^4$), so that high-energy tails can develop for Knudsen numbers as low as 10^{-3} (Shoub 1983), i.e., even in collisional plasmas. A fortiori, high-energy tails can be expected to be found in the weakly collisional corona and solar wind acceleration region. Indeed, it is well known that the solar wind electron VDFs permanently exhibit nonthermal tails that can be modeled by a halo Maxwellian population (e.g., Feldman et al. 1975) or by the power-law part of a generalized Lorentzian or kappa function (Maksimovic et al. 1997b). In the frame of the fluid approach, which intrinsically cannot handle suprathermal tails, the effect of nonthermal VDFs on the solar wind acceleration can be understood through an increase of the heat flux (Hollweg 1978; Olbert 1981).

An alternative way of taking into account the possible effects of coronal nonthermal distributions is to use a kinetic approach. Among the various kinetic approaches for the solar wind, the simplest one is probably the exospheric one, which totally neglects binary collisions between particles above a given altitude, the "exobase." The first solar wind model of this type was developed by Chamberlain (1960) by analogy with the evaporation of planetary atmospheres. This first exospheric model, modeling the radial expansion of the solar corona from the thermal evaporation of hot coronal protons out of the solar gravitational field, produced a solar breeze. The subsonic speed obtained by the theory was partially due to an inadequate assumption: the electrostatic field was taken so as to ensure hydrostatic equilibrium (Pannekoek 1922; Rosseland 1924), which is inconsistent with an expanding atmosphere. The improved exospheric models by Jensen (1963) and Brandt & Cassinelli (1966) were the first to be able to reproduce supersonic solar wind flows. In these models, multiple exobase locations were assumed, in order to take into account the variable mean free path of the particles as a function of their velocity. However, these models still used the inadequate Pannekoek-Rosseland electric field as an imposed external solution. The actual (outward) ambipolar electric field,

¹ LESIA, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France; ioannis.zouganelis@obspm.fr.

² Belgian Institute for Space Aeronomy, 3 Avenue Circulaire, B-1180 Brussels, Belgium.

which ensures plasma quasi-neutrality and zero electric current, is greater, thereby accelerating protons to greater speeds. Models using this correction (Lemaire & Scherer 1971a; Jockers 1970) produced supersonic winds, but with too small speeds for explaining the fast solar wind ($\sim 700\text{--}800\text{ km s}^{-1}$).

More recently, Maksimovic et al. (1997a) have generalized these calculations by considering non-Maxwellian VDFs for the electrons in the corona, e.g., generalized Lorentzian or kappa functions. With such non-Maxwellian distributions having suprathermal electron tails, a higher electrostatic potential is needed to ensure zero charge and current, therefore producing larger terminal bulk speeds. In essence, this comes about because the electron tail tends to increase the escaping electron flux, so that, to preserve quasi-neutrality, the electrostatic potential increases in order to trap more electrons, which in turn accelerates the protons outward. This model yields a reasonable description of bulk solar wind properties, giving densities, temperatures, and speeds within the ranges observed at 1 AU, even though the details of the VDFs are not reproduced, as expected since collisions are neglected. Its major interest is the prediction of high speeds without assuming extremely large coronal temperatures and/or additional heating of the outer corona, as is needed in hydrodynamic models. More basically, the main achievement of exospheric models is to furnish a possible driving mechanism for the fast solar wind, with a single assumption: the suprathermal electron VDF at the exobase.

However, the Maksimovic et al. (1997a) model cannot be applied for low-altitude exobases, which is the case of coronal holes, from where emanates the fast solar wind. In these deep coronal layers, the gravitational force acting on the protons is stronger than the electric one, so that the total potential for the protons is attractive out to some distance where the two forces balance each other. Farther out, the outward electric force dominates. This means that the total potential energy for the protons is not monotonic, presenting a maximum at a certain distance from the exobase (Jockers 1970), and therefore not all the protons present at the exobase are able to escape. The presence of such a maximum is not taken into account in the Maksimovic et al. (1997a) model or in the Lemaire & Scherer (1971a) one, since both models started beyond the vicinity of the sonic point.

The purpose of the present paper is to study the effect of nonthermal electron VDFs in the frame of a transonic exospheric solar wind model. We use a special technique described by Jockers (1970) and Khazanov et al. (1998) consisting of mapping particle orbits in terms of the invariants of motion. The same problem has been recently considered by Lamy et al. (2003) using a different formulation, which involves an approximation relative to the escaping-particle rate (see Appendix). The present work, which uses the same approximation, sets the basis of an exact exospheric description of the solar wind acceleration. The reader should, however, have in mind that the present model is still a very simplified one that does not pretend to describe all solar wind properties. Instead, it may be useful to determine some basic aspects and a possible driving mechanism of the solar wind, avoiding ad hoc assumptions on energy dissipation and using as few free parameters as possible.

In § 2 we recall the basics of an exospheric solar wind model. In § 3 we outline the difficulties that arise when dealing with a nonmonotonic potential energy for the protons and describe the technique used to calculate the interplanetary electrostatic potential. In § 4 we deal with non-Maxwellian

electron distribution functions and consider three cases: a kappa distribution, a sum of two Maxwellian distributions (a core and a halo), and a sum of a Maxwellian and a kappa. The latter distribution is rather general and reproduces the main features of VDFs observed in space plasmas: a Maxwellian profile at low speeds and a high-energy tail with a power-law shape. In § 5 we describe the results of our model and compare them with observations. A summary and final remarks are given in § 6.

2. BASICS OF A KINETIC COLLISIONLESS MODEL

In exospheric or kinetic collisionless models, a specific altitude, called the exobase, is defined as an abrupt boundary between the collision-dominated region (in which a hydrodynamic approach is valid) and a completely collisionless one. This boundary is usually defined as the distance r_0 from the center of the Sun where the Knudsen number K_n is equal to unity, i.e., where the Coulomb mean free path becomes equal to the local density scale height. Although the mean free path depends on the particle temperature, and therefore the exobase should be different for protons and electrons, a common exobase is assumed in order to simplify the calculations. Furthermore, in order to concentrate on the basic physics and since the exobase location is defined from parameters that are not accurately known, we put the exobase at the surface of the Sun; i.e., $r_0 = 1 R_\odot$. This stands as an approximation of a more realistic value that should be slightly greater, and has no important qualitative impact on the results.

The collisionless nature of the plasma above the exobase allows one to calculate the velocity distribution of each particle species as a function of the distribution at the exobase by using Liouville's theorem with conservation of energy E and magnetic moment μ in order to solve the Vlasov equation for a time-stationary wind. These two constants of motion are defined as

$$E = \frac{mv^2}{2} + m\phi_g + Ze\phi_E, \quad (1)$$

$$\mu = \frac{mv_\perp^2}{2B}, \quad (2)$$

where v is the speed of the particle of mass m , Ze is its charge, $\phi_g(r) = -M_\odot G/r$ is the gravitational potential, $\phi_E(r)$ is the interplanetary electrostatic potential, and v_\perp is the velocity component perpendicular to the magnetic field vector \mathbf{B} . The choice of using the constants of motion (E, μ) instead of the speed and pitch angle is convenient since it removes the spatial dependence in the distribution function. In a purely collisionless model, the magnetic moment is conserved, even though this may not be true for protons in the high-speed wind (Schwartz & Marsch 1983).

The classification of particles in different species is based on their trajectories along magnetic field lines. These trajectories depend on the velocity and pitch angle at the exobase or, correspondingly, on their energy and magnetic moment. There are four different classes of trajectories: incoming, escaping, ballistic, and trapped particles, as defined in Lemaire & Scherer (1971a). Escaping particles are the ones that have enough energy to escape from the Sun, while ballistic ones are those with insufficient energy that are returning toward it. Other non-escaping particles are the trapped ones, which do not have enough energy to escape but whose inclination to the magnetic field lines is large enough that they are reflected by the magnetic

mirror force before reaching the exobase r_0 . Finally, there are particles coming from infinity, called “incoming” ones, which are neglected. Indeed, because of the postulated absence of collisions above the exobase, no particles, in principle, are backscattered in the downward loss cone. This assumption can be relaxed in future applications of our model, but it is not unreasonable in the fully collisionless case.

Once a VDF f_0 is assumed at the exobase level r_0 , the VDF f at any larger distance r is uniquely determined by Liouville’s theorem. The electron and proton distributions f_e and f_p and their moments—in particular, the electron and proton densities n_e and n_p —are functions of the electric potential $\phi_E(r)$. The quasi-neutrality condition $n_e(r) = n_p(r)$ is then used to determine, by an iterative method, the value of the potential ϕ_E at any altitude r . The iterative process is stopped when the estimation of $\phi_E(r)$ is adequate within the required precision. In addition, we impose the equality of the electron and proton fluxes at the exobase, in order to ensure a zero electric current. (Note that the current will also be zero everywhere because fluxes of both kinds of particles vary as r^{-2}). Then it is possible to calculate the other moments, e.g., pressures and heat flux, at any distance r . Strictly speaking, one should solve Poisson’s equation instead of imposing quasi-neutrality. However, for scales much greater than the Debye length, which is the case here, the quasi-neutrality condition provides a very good approximation of the electrostatic potential distribution in the solar wind.

Another assumption is the use of a radial interplanetary magnetic field $B(r)$, varying as r^{-2} , which means that the rotation of the Sun, as well as a possible superradial expansion of the wind, are neglected. As was shown by Chen et al. (1972) with a fluid approach and more recently by Pierrard et al. (2001) with an exospheric approach using kappa distributions, a spiral magnetic field does not change significantly the wind density and bulk speed. However, temperatures are modified, especially their anisotropies. In any case, the magnetic field is not very far from radial up to about 1 AU, so this approximation is reasonable in the framework of the present model, in which we study fundamental aspects of the fast solar wind coming from coronal holes, i.e., at rather high heliolatitudes. Nevertheless, a superradial expansion of the wind is an ingredient that might influence the results, but it is neglected in this zero-order approximation in order to avoid additional free parameters.

3. NONMONOTONIC PROTON POTENTIAL ENERGY

Solar wind protons are subjected to the attractive gravitational potential $\phi_g(r)$ of the Sun and to the repulsive interplanetary electrostatic field $\phi_E(r)$. Their total potential energy is thus $\Psi(r) = m\phi_g(r) + e\phi_E(r)$, which reaches a maximum at some radial distance r_{\max} . Such a maximum occurs because the electric force is expected to decrease slower than r^{-2} , so that this force, which pushes the protons outward, should dominate gravity at large distances (Jockers 1970; Meyer-Vernet et al. 2003). Below this altitude r_{\max} , the gravitational force is larger than the electrostatic one and the total potential is attractive. The opposite is true above r_{\max} , forcing all the protons present at these altitudes to escape.

Until now, exospheric models using suprathermal distributions for the electrons have considered a monotonic potential profile for the protons. This means that the exobase was located above the maximum, i.e., at $r_0 > r_{\max}$, so that the wind was already supersonic at the exobase level. All protons were escaping, since they were experiencing a monotonic repulsive

total potential. Even though these models gave supersonic solutions, they were incomplete because they did not consider the transition from subsonic to supersonic speeds. Note that in the general case the Parker’s critical point does not coincide with the potential maximum r_{\max} and is generally below it (Meyer-Vernet et al. 2003), even though these two points are relatively close to each other. This is also true in recent kinetic simulations taking into account Coulombian collisions (Landi & Pantellini 2003). In the special case of an increasing temperature with $T \propto r^{3/4}$, these two points coincide (Scudder 1996).

For coronal holes, from where emanates the fast solar wind, the relation $r_0 > r_{\max}$ is no longer valid. Indeed, in that case, the exobase is located deeper in the corona, because of the lower density of coronal holes. At these altitudes, some protons cannot escape from the gravitational well of the Sun and become ballistic or trapped. Such a case has been considered by Jockers (1970), who, however, did not consider nonthermal distributions for the electrons. Recently, Liemohn & Khazanov (1998) have given a more general theoretical framework for dealing with arbitrary potential profiles, while Khazanov et al. (1998) have applied it to describe the precipitation of a magnetospherically trapped hot population and the outflow from the high-latitude ionosphere.

With a nonmonotonic potential, the validity of previous exospheric models is questionable because of the violation of constraints given by Chiu & Schulz (1978) regarding the first and second derivatives of the electrostatic potential with respect to the magnetic field. The technique described by Liemohn & Khazanov (1998) consists of mapping particle orbits in terms of the invariants of motion. This technique has the interest of removing the spatial dependence of the distributions, which can now be written as $f(E, \mu)$. The density, flux, and pressures are then given by the following expressions:

$$n = \frac{\sqrt{2\pi}B}{m^{3/2}} \int \frac{f(E, \mu)}{\sqrt{E - \mu B - \Psi}} dE d\mu, \quad (3)$$

$$F = \frac{2\pi B}{m^2} \int f(E, \mu) dE d\mu, \quad (4)$$

$$P_{\parallel} = \left(\frac{2}{m}\right)^{3/2} \pi B \int \sqrt{E - \mu B - \Psi} f(E, \mu) dE d\mu, \quad (5)$$

$$P_{\perp} = \frac{\sqrt{2\pi}B^2}{m^{3/2}} \int \frac{\mu f(E, \mu)}{\sqrt{E - \mu B - \Psi}} dE d\mu. \quad (6)$$

The spatial dependence is now transferred into the region of integration (over which the moments are calculated) in E - μ space. The basic problem is the accessibility of the different particle populations in this space. This technique has been recently outlined by Zouganelis et al. (2003); for a full detailed description of the method, we refer the reader to the paper by Liemohn & Khazanov (1998). In the Appendix, we describe some elementary concepts of this technique, as applied to the solar wind.

4. NONTHERMAL ELECTRON DISTRIBUTIONS

Maxwellian distributions can be used for the solar wind protons, but solar wind electrons permanently exhibit significant suprathermal tails in their distribution functions. The fundamental reason for the electrons to be non-Maxwellian is

that fast electrons collide much less frequently than slow ones because of their greater free path, so that they cannot relax to a Maxwellian. Usually, the solar wind electron distributions are fitted to a sum of two Maxwellians: a core of cold electrons and a halo of hot ones (see for instance Feldman et al. 1975; Pilipp et al. 1987). An alternative to the core/halo model has been proposed by Vasyliunas (1968), a generalized Lorentzian or kappa function, which has been introduced by Scudder (1992) to explain high coronal temperatures by velocity filtration. An interesting combination of these two distributions is the sum of a cold Maxwellian and a hot kappa as a halo component. The sum of two Maxwellians is then a particular case of this last one.

4.1. Kappa Function

The electron distributions in the solar wind are observed to have important high-velocity tails, and a convenient way to fit them is to use kappa (or generalized Lorentzian) functions. This was done by Maksimovic et al. (1997b) using *Ulysses* data. Some recent observations (Lin et al. 1997) suggest the existence of a superhalo-Maxwellian population that does not seem to be fitted by a kappa function. However, this part of the distribution ($v \gg v_{th}$) does not contribute in our model. The main interest of kappa distributions is that they require one fewer parameter than the core/halo model, and in addition they have a power-law suprathermal tail, as is often observed in space (Vasyliunas 1968). Recently, there have been some attempts to find a physical explanation of these distributions (Collier 1993; Ma & Summers 1999; Treumann 1999; Leubner 2002) and to study how nonthermal electron tails can be generated in the lower chromosphere (Viñas et al. 2000) and the corona (Vocks & Mann 2003).

Maksimovic et al. (1997a) have considered for the first time kappa distributions in a kinetic collisionless model of the solar wind, but with the restriction of a monotonic potential energy for the protons, thus resulting in a wind that is already supersonic at the exobase. The kappa function is defined as

$$f_{\kappa}(v) = \frac{n_{e0}}{(\pi\kappa v_{\kappa}^2)^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa v_{\kappa}^2}\right)^{-(\kappa+1)}, \quad (7)$$

where $\Gamma(x)$ is the Gamma function and v_{κ} is the thermal speed defined by

$$v_{\kappa} = \left(\frac{2\kappa-3}{\kappa} \frac{k_B T_e}{m_e}\right)^{1/2}, \quad (8)$$

where k_B is the Boltzmann constant and m_e is the electron mass.

For speeds v smaller or comparable to v_{κ} , the kappa distribution, for any value $\kappa \geq 2.5$, is rather close to a Maxwellian having the same thermal speed. However, the equivalent kappa temperature T_{κ} (defined from the second moment of the VDF as the ratio between pressure and density) is related to the Maxwellian one T_M by $T_{\kappa} = [\kappa/(\kappa-3/2)]T_M$. For $v \gg v_{\kappa}$, the kappa distribution decreases with v as a power law ($f_{\kappa} \propto v^{-2(\kappa+1)}$). In the limit $\kappa \rightarrow \infty$, $f_{\kappa}(v)$ reduces to a Maxwellian distribution with $T_{\kappa \rightarrow \infty} = T_M$. Note that when electron distributions measured in the solar wind are fitted with kappa functions, the parameter κ_e for the electrons ranges from 2 to 5 (Maksimovic et al. 1997b).

The basic equations for an exospheric model with kappa distributions are given by Pierrard & Lemaire (1996). Those concerning the electrons are still valid in our model since the potential energy of electrons is an increasing function of the distance. When considering a kappa VDF, we therefore use equations (5)–(34) by Pierrard & Lemaire (1996), which give the density, flux, pressure, and energy flux of the electrons above the exobase; these quantities correspond respectively to the zero-, first-, second-, and third-order moments of the kappa VDF.

4.2. A Sum of Two Maxwellians

The kappa VDF is the most convenient function modeling distributions with high-energy tails. However, there are several reasons for considering other kinds of nonthermal VDFs. First, there is currently no agreed-upon physical explanation for kappa VDFs and, even though they are rather close to a Maxwellian at low velocities, they may not be as close to it as observed. Second, moments of order higher than $2\kappa-1$ diverge, since $f_{\kappa} \propto v^{-2\kappa-2}$ at large speeds. Note however that this is merely a mathematical difficulty that has no impact on our model since it does not involve these higher order moments. Third, from Liouville's theorem, the value of κ , which represents the nonthermal character, remains constant with altitude in the absence of collisions. Actually, one should expect that as distance increases and there are fewer collisions, the electron VDFs should present stronger suprathermal tails, so that κ should decrease with distance. Indeed, recent observations in the corona suggest distributions having a nonthermal character that increases with altitude (Esser & Edgar 2000).

For these reasons we also consider a sum of two Maxwellians, which is the classical way of representing electron VDFs in the solar wind (Feldman et al. 1975; Pilipp et al. 1987). Such a VDF does not have any of the above-mentioned disadvantages. If n_{c0} and T_{c0} are respectively the electron density and temperature at the exobase for the cold (core) component and n_{h0} and T_{h0} are the same quantities for the hot (halo) component, we can define their relative importance by two parameters: $\alpha_0 = n_{h0}/n_{c0}$ and $\tau_0 = T_{h0}/T_{c0}$. The total density and temperature at the exobase is then given by $n_0 = n_{c0}(1 + \alpha_0)$ and $T_{e0} = [(1 + \alpha_0\tau_0)/(1 + \alpha_0)]T_{c0}$. At any altitude the density is just the sum of the two densities, the core and the halo one. The same is true for the fluxes and pressures. What is interesting is that now the parameters α and τ are functions of the distance, so that the nonthermal nature of the distribution is not held constant contrary to the case of a kappa distribution. Note that in this purely collisionless model the core and halo components do not interact with one another (as in, e.g., the hydrodynamic core-halo model of Chen, Esser, & Hu 2003). The density, flux, and pressures are defined as the moments of the distribution function for each particle population (escaping, ballistic, and trapped), as given in Pierrard & Lemaire (1996). Analytical expressions of these quantities can be calculated as a function of the electrostatic potential $\phi_E(r)$. For a Maxwellian VDF, they are similar to those given in Lemaire & Scherer (1971b) and will not be expressed here. These expressions are to be used for both the core and the halo components.

4.3. A Sum of a Maxwellian and a Kappa Function

A more general form for the distribution function is the sum of a Maxwellian core and a kappa halo. This function is closer to a Maxwellian at low speeds than a kappa distribution and

546

ZOUGANELIS ET AL.

Vol. 606

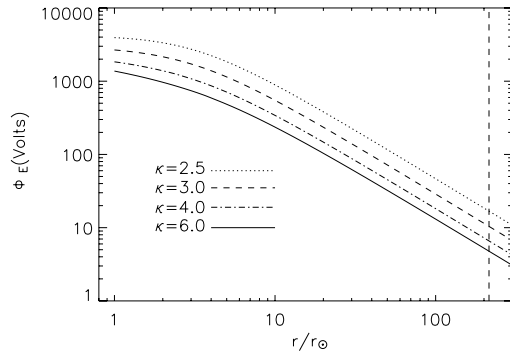


FIG. 1.—Interplanetary electrostatic potential for $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0,$ and 6.0 . The dashed vertical line indicates Earth's orbit.

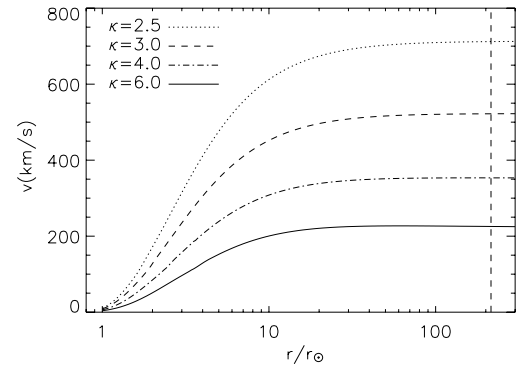


FIG. 3.—Bulk speed profiles for $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0,$ and 6.0 . The dashed vertical line indicates Earth's orbit.

has the advantage that the nonthermal character is not held constant, as was the case with a kappa VDF. We use the same definitions of α_0 and τ_0 as before. Note that for $\kappa \rightarrow \infty$ the VDF reduces to a sum of two Maxwellians. The expressions of the moments used are those for a Maxwellian for the core and equations (5)–(34) by Pierrard & Lemaire (1996) for the kappa halo.

5. RESULTS AND DISCUSSION

As explained in § 2, the exobase location is approximated to be at $r_0 = 1 R_\odot$ with no serious impact on the results. We assume for the temperatures at the exobase $T_{e0} = 10^6$ K and $T_{p0} = 2T_{e0}$, in the range of values observed in coronal holes (Cranmer 2002). The density at the exobase does not affect the results of velocity or temperature and is just a multiplicative factor in the density profiles.

Let us first consider a kappa VDF for the electrons as described in § 4.1. The calculated electric potential and the total potential energy of the protons are plotted in Figures 1 and 2, respectively, for different values of κ ranging from $\kappa = 6$ to $\kappa = 2.5$, a case with a conspicuous suprathermal tail. Note that we use $\kappa > 2$ in order for the energy flux to be finite. One sees that the value of the maximum of potential increases and its distance r_{max} decreases as κ decreases. This is because with

more suprathermal electrons, a stronger electric potential is needed to preserve quasi-neutrality. For a Maxwellian VDF ($\kappa \rightarrow \infty$), the total proton potential energy increases monotonically and tends asymptotically to zero (remaining always negative).

The bulk speed—the ratio between flux and density—is shown in Figure 3 for a kappa distribution. A high terminal bulk speed (>700 km s⁻¹) is obtained when the suprathermal tail is conspicuous ($\kappa = 2.5$). This is due to the large value of the maximum in ion potential energy ($\approx 14k_B T_{p0}$), which is transformed into kinetic energy of the escaping protons as they are accelerated above r_{max} . An important remark is that the major part of this high terminal bulk speed is obtained within a small heliocentric distance ($\approx 10 R_\odot$); this is due to the large acceleration represented by the large slope of the potential above r_{max} . Note that this is the largest terminal bulk speed obtained by this model with a kappa VDF.

The density profiles are shown in Figure 4. One sees that they are nearly independent of the value of κ . The density at 1 AU depends on the one taken at the exobase. In this figure we assumed an exobase density $n_0 = 1.8 \times 10^{13}$ m⁻³, which corresponds to the density of a coronal hole extrapolated to $r_0 = 1 R_\odot$ as given by Koutchmy (1977) in line with recent

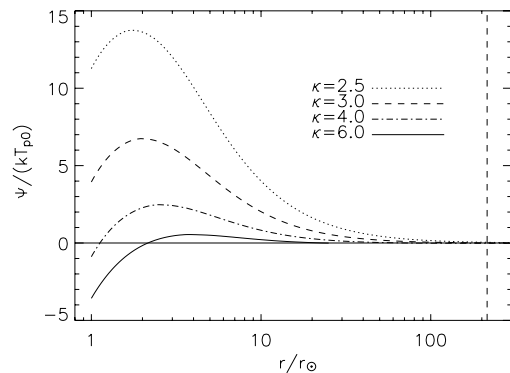


FIG. 2.—Total proton potential energy for $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0,$ and 6.0 . The dashed vertical line indicates Earth's orbit. The energy is normalized to $k_B T_{p0}$.

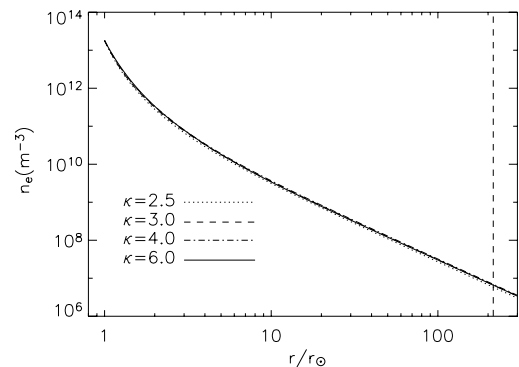


FIG. 4.—Electron density profiles for $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0,$ and 6.0 . The dashed vertical line indicates Earth's orbit.

studies on atmospheric and coronal electron densities (Esser & Sasselov 1999). With this density, the model yields a density of about 6 cm^{-3} at 1 AU, of the same order as observed in situ. Note that the rest of the results do not depend on the density.

This analysis bears out previous results of an exospheric model using kappa VDFs (Maksimovic et al. 1997a). There are however two basic differences. In the present work the velocity profiles span the entire domain from the subsonic to the supersonic regime, which was not the case when the exobase was located above r_{max} . The second difference is that we obtain high bulk speeds with more reasonable temperatures at the exobase. Note however that a direct comparison cannot be done because of a slightly different exobase definition resulting in different proton temperatures at the exobase. In any case, both models can produce high bulk speeds without assuming an additional (ad hoc) heating mechanism in the outer corona, as is generally postulated in hydrodynamic models. Furthermore, the fact that a faster wind is obtained with low values of κ agrees with observations showing that VDFs have large suprathermal tails in the fast solar wind but are closer to a Maxwellian in the slow wind (Maksimovic et al. 1997b).

The large suprathermal tails for low values of κ have another important consequence. They make the electron temperatures increase considerably with distance up to a maximum ($\approx 7 \times 10^6 \text{ K}$) within a few solar radii. This maximum in electron temperature is smaller for larger values of κ and disappears as $\kappa \rightarrow \infty$ (Fig. 5), as does the maximum in the total potential energy of protons. This temperature increase is a direct consequence of filtration of the non-Maxwellian VDF by the attracting electrostatic potential (Scudder 1992). This large temperature increase is not observed, which suggests that kappa functions may not be adequate to model VDFs having suprathermal tails in the corona.

Let us now consider the results obtained with electron distributions made of a sum of two Maxwellians or a sum of a Maxwellian core and a kappa halo. On the whole the results are rather similar. For the same acceleration we obtain approximately the same temperature increase as in the kappa case, as we see in Figure 6 ($\alpha_0 = 0.03$, $\tau_0 = 5$, and $\kappa = 2.5$), which corresponds to a terminal bulk speed of $\sim 770 \text{ km s}^{-1}$. We deduce that the temperature increase is not an artifact of kappa VDFs, but a general behavior of nonthermal dis-

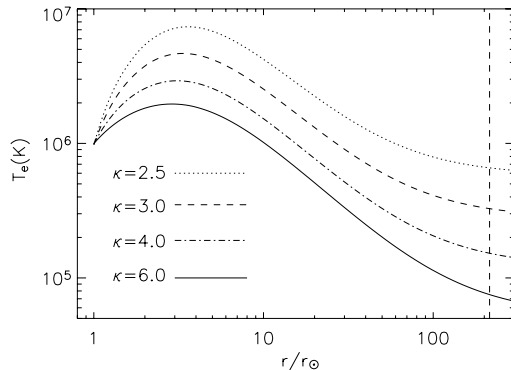


FIG. 5.—Electron temperature profiles for $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0,$ and 6.0 . The dashed vertical line indicates Earth's orbit.

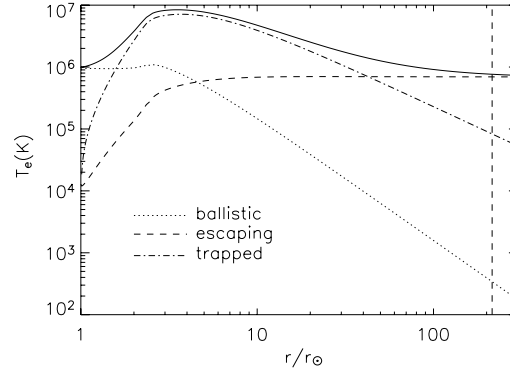


FIG. 6.—Electron temperature profile (solid line) for a sum of a Maxwellian core and a kappa halo with $\alpha = 0.03$, $\tau = 5$, and $\kappa = 2.5$. The other lines show the contributions of the different particle species. The dashed vertical line indicates Earth's orbit.

tributions. For a given terminal bulk speed the filtration mechanism results in the same temperature increase. It is important to note that collisionless models are expected to give correct electron temperatures (Meyer-Vernet & Issautier 1998), because collisions with other particles do not significantly affect the electron energy, whereas collisions between electrons do not change their total temperature. In any case we should remind the reader that the present model is still a zero-order one that is intended to explore the basic physics of the wind acceleration but should not be expected to reproduce all observations in a detailed way, because it involves very few free parameters.

Figure 6 shows also the contributions of the different particle species to the total electron temperature. At large distances the temperature profile is the sum of a term $\propto r^{-4/3}$ plus a constant. The $r^{-4/3}$ term comes from the isotropically distributed electrons (ballistic and trapped) confined by the heliospheric electric potential, which is found to have the same radial variation at large distances. The constant term comes from the parallel temperature of the escaping electrons. This agrees with analytical results by Meyer-Vernet & Issautier (1998) that do not depend on the VDFs in the corona but were obtained with a monotonic proton potential profile. When the proton potential energy is nonmonotonic, the asymptotic electron temperature profile is still the sum of a term varying as $r^{-4/3}$ plus a constant (Meyer-Vernet et al. 2003), but the relative importance of these terms is not necessarily the same.

In Figure 7 we show results for a sum of two Maxwellians. The diagram shows contours of the terminal bulk speed (at 1 AU) as function of α_0 and τ_0 , where we can see that this kind of VDF is able to explain the values of the fast wind speed ($700\text{--}800 \text{ km s}^{-1}$). The terminal bulk speed increases with increasing τ_0 , which is not surprising since the halo temperature increases. Concerning the parameter α_0 , the terminal bulk speed behaves differently. One sees that the terminal speed has a maximum for some value of α_0 (for a given τ_0). This is reasonable since for $\alpha_0 \rightarrow 0$ and $\alpha_0 \rightarrow \infty$ we have just one Maxwellian with temperature T_{e0} , and for all values of α_0 between these limits, the electron VDF is nonthermal, giving rise to a more important acceleration because of the velocity filtration mechanism. In addition, close to these limits

548

ZOUGANELIS ET AL.

Vol. 606

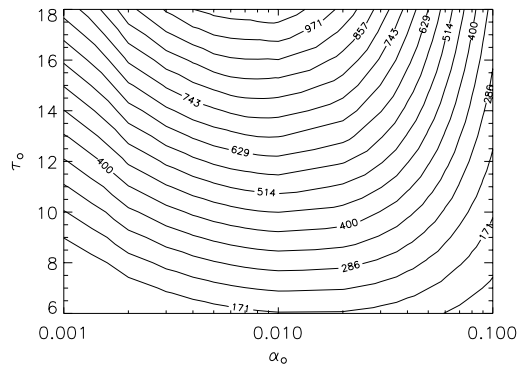


FIG. 7.—Contours of the terminal bulk speed (at 1 AU) in kilometers per second for a sum of two Maxwellians for the electrons as a function of α_0 and τ_0 at the exobase.

the terminal bulk speed becomes independent of τ_0 , since there is just only one VDF. That makes the contour lines vertical.

When using a sum of a Maxwellian core and a kappa halo (for instance, with $\kappa = 2.5$), the contour plot of the terminal bulk speed is quite similar to the previous one, as shown in Figure 8. The main difference is the higher acceleration, which is due to the use of the kappa function. The maxima for a given τ_0 are now displaced to the right (to larger values of α_0). This is because for $\alpha_0 \rightarrow \infty$, the VDF is now just a single kappa accelerating the wind more than a single Maxwellian. It is important to note that we can obtain very high wind speeds even without using a kappa VDF (Fig. 7). This shows that the acceleration is not just a consequence of the kappa function, but results from nonthermal distributions, as expected. There are no restrictions on α_0 and τ_0 (as in the case of the kappa VDF, where we have to take $\kappa > 2$), but one should constrain these parameters by coronal observations or by future in situ measurements close to the Sun.

6. SUMMARY AND FINAL REMARKS

In the present work we have described a collisionless model of the solar wind acceleration assuming nonthermal velocity

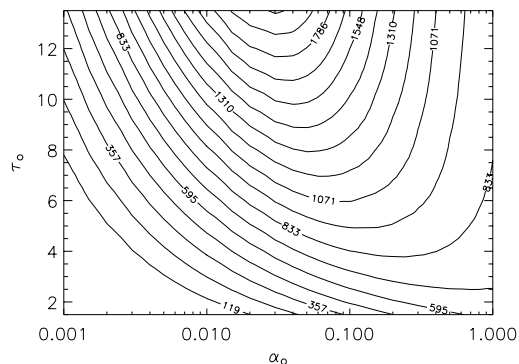


FIG. 8.—As in Fig. 7, but for a sum of a Maxwellian core and a kappa halo with $\kappa = 2.5$.

distribution functions in the corona. The base altitude of the fast wind was taken to be low enough (case of coronal holes) to consider the transition from the subsonic to the supersonic regime. This required a special resolution method considering a nonmonotonic potential energy of the protons. An approximation regarding the escaping-particle rate has been used (see Appendix) in order to obtain the electrostatic potential in a self-consistent way.

There are two important results in our work: First, we have shown the fundamental role of nonthermal electron velocity distributions in accelerating the wind. The high value of the terminal bulk speed is not just an artifact of the use of kappa functions. Such speeds can be obtained also with a sum of two Maxwellians (a cold and a hot one), which is the most commonly used model to represent the observed electron distributions.

Second, there is a more important acceleration of the wind, compared with previous exospheric models. This is due to the nonmonotonic proton potential profile that forces some of the protons to return back to the Sun and therefore reduces the escaping proton flux. As a consequence, the interplanetary electrostatic potential accelerating the wind is enhanced. It is also important to note that the terminal bulk speed is anti-correlated with the ratio of proton to electron temperatures at the base of the wind and that therefore there is no need to assume large coronal temperatures or additional heating of the outer region of the corona in order to explain fast wind speeds.

An inherent property of nonthermal distributions is the velocity filtration mechanism (Scudder 1992). This results in an increase of the electron temperature within a few solar radii. One problem of the present model is the relatively high maximum reached by the electron temperature when using highly nonthermal electron distributions at the exobase to produce the fast wind. This problem could be due to the approximation used in order to obtain the potential in a self-consistent way. A full treatment of the problem with no approximation would increase the terminal bulk speed, but the influence on the electron temperature is not known a priori. Another ingredient that might influence the results is a possible superradial expansion of the wind.

An apparent inconsistency of our model is the population of trapped electrons. Trapped electrons can only be produced if collisions decelerate ballistic electrons in order to be reflected before reaching the exobase. Strictly speaking, in the present fully collisionless model, trapped electron orbits should not be populated. If so, however, the VDF would have a strong discontinuity that should be rapidly smoothed out by even a very small level of collisions. Hence, we think that it is more reasonable to set this population at a level ensuring that the VDF has no discontinuity for nonescaping particles, as was done in all previous exospheric models.

The collisionless nature of our model is an inherent drawback. Recent kinetic simulations of the solar wind taking into account binary collisions between particles (Landi & Pantellini 2003) suggest that collisions might be an important ingredient for accelerating the wind to supersonic speeds, but this latter work does not consider nonthermal electron distributions. The role of collisions has also been studied by Landi & Pantellini (2001) and Dorelli & Scudder (2003) for the solar corona. The electron heat flux, which plays a key role in the solar wind acceleration, seems to be essentially determined by the collisionless high-energy tail. This suggests that even though the present model neglects collisions, it may correctly describe a large part of the physics involved in the

effect of nonthermal electron distributions. In order to better explain the observational properties, additional physical ingredients should be taken into account, which will be the purpose of a future study.

We are grateful to A. Mangeney, M. Moncuquet, and F. Pantellini for stimulating discussions and useful comments on the manuscript. We also thank the anonymous referee for helpful suggestions that improved this paper.

APPENDIX

PROTON ACCESSIBILITY IN THE E - μ PHASE SPACE

In this appendix we recall some elementary concepts of the resolution method when dealing with protons in a nonmonotonic potential energy structure. The conservation laws (1) and (2) determine the region where the function f is defined as

$$v_{\parallel}^2 \geq 0 \Rightarrow E \geq \mu B(r) + \Psi(r). \quad (\text{A1})$$

The relation (A1) defines the line $v_{\parallel} = 0$ for each altitude r ; the distribution function f is defined only above this line, as shown in Figure 9. From now on we will call this line at the altitude r the “ r limit line.” Note that the slope of this line is just the amplitude of the magnetic field $B(r)$ (noted from now on as B_r). Since in our case the magnetic field is always decreasing, the sharpest limit line will be the one of the reference level r_0 . Note also that the intercept of an r limit line corresponds to the total proton potential energy $\Psi(r)$ at this altitude (also noted as Ψ_r).

Let us now consider the case of a monotonic potential for the protons, i.e., a monotonically decreasing potential, which is shown in Figure 10. All limit lines (shown in Fig. 11) for all altitudes $r > r_0$ are below the r_0 limit line, and they never intersect each other (except for $\mu < 0$, which is an unphysical case). This is because both the limit line intercept and its slope are always decreasing. At a given distance r , the distribution function f is defined above the corresponding r limit line. But if the particles that are present at an altitude r are coming from the exobase r_0 , their function has also to be defined at the exobase, i.e., above the r_0 limit line. In other words, the only region where the VDF is defined in the E - μ space for particles coming from (or getting back to) the exobase is above the r_0 limit line for all the altitudes. The fact that the escaping-particle region is defined by only one limit line makes the case of a monotonic potential particularly simple.

The opposite case of a monotonically increasing potential (Fig. 12) is slightly more complicated. The limit lines’ slope is still decreasing, but the intercept is increasing, giving the configuration of Figure 13. Now the limit lines for the different altitudes intersect each other. If we consider two altitudes r_0 and r , with $r > r_0$ (note that r could be the maximum altitude r_{\max} in the case of a nonmonotonic potential), the VDF f is defined, as before, only above the r_0 limit line and above the r limit line for the altitude r . This means that the escaping-particle region is no longer defined by only one line, but by two ones that intersect at the point (E^*, μ_r^*) with $\mu_r^* = -(\Psi_r - \Psi_0)/(B_r - B_0)$. This is the α -region shown in Figure 13. In the β -region, there are particles that are defined in r_0 but are not present in r ; that is, they are ballistic and can reach altitudes up to r and then fall back to the exobase r_0 .

In Figures 14 and 15, we can see the same case as before, considering the potential maximum at r_{\max} and an intermediate altitude r , with $r_0 < r < r_{\max}$. If μ_r^* is the abscissa of the intersection point between the r_0 and r limit lines, we can distinguish two different cases, the first one when $\mu_r^* > \mu_{\max}^*$, i.e., the r limit line is located above the intersection point (E^*, μ_{\max}^*) (Fig. 14), and the opposite one when $\mu_r^* < \mu_{\max}^*$ (Fig. 15). In the first case, the escaping region is not defined by only two lines as in Figure 13, because these particles also have to be present at altitude r . The consequence is that a new region appears, the region ϵ , which contains ballistic particles (between r_0 and r) and not escaping ones. The totality of ballistic particles between r_0 and r are defined in region $\gamma + \epsilon$. The β -region contains ballistic particles that can reach altitudes up to r_{\max} . We can therefore see that the escaping-particle region α is reduced (by the ϵ -region) because of the obligatory presence of these particles in the intermediate altitude r between the exobase and r_{\max} .

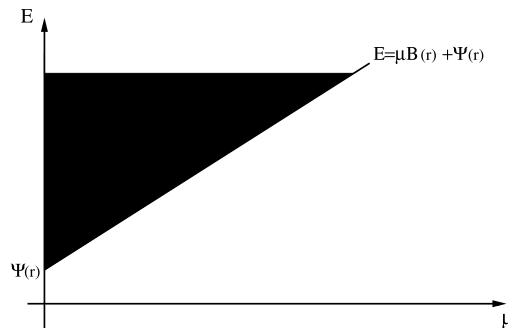


FIG. 9.— E - μ space for the altitude r . The slope of the r limit line is the amplitude of the magnetic field $B(r)$, while its intercept is the total proton potential energy $\Psi(r)$ at this altitude. The distribution function f is defined only above this limit line, i.e., in the black region.

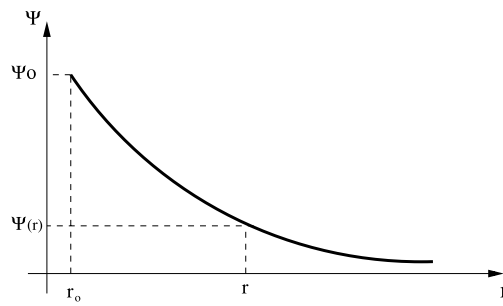


FIG. 10.—Case of an always-decreasing proton potential energy

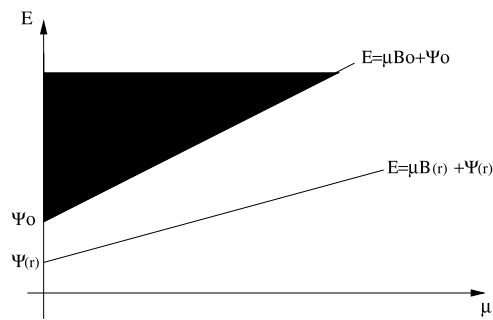


FIG. 11.— $E-\mu$ space for the decreasing potential of Fig. 10. All r limit lines are found below the r_0 one. The distribution function f is defined in the black region for all altitudes $r \geq r_0$.

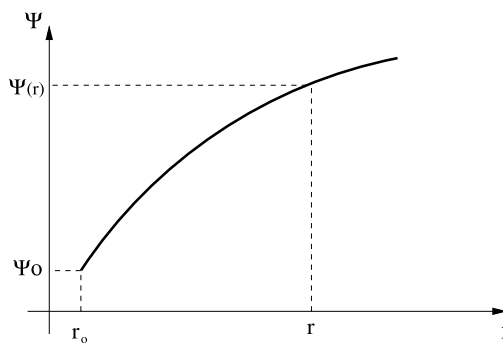


FIG. 12.—Case of an always-increasing proton potential energy

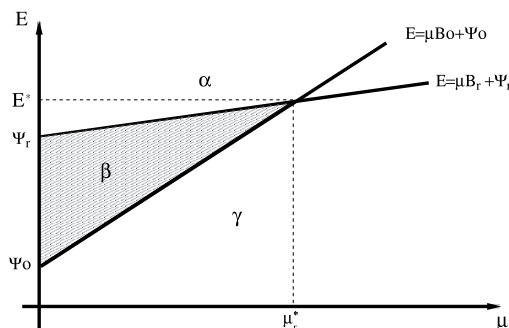


FIG. 13.— E - μ space for the increasing potential of Fig. 12. The r limit lines intersect. Protons that can escape from the altitude r are defined in the α -region. The β -region corresponds to ballistic protons, while the distribution function f is not defined in the γ -region.

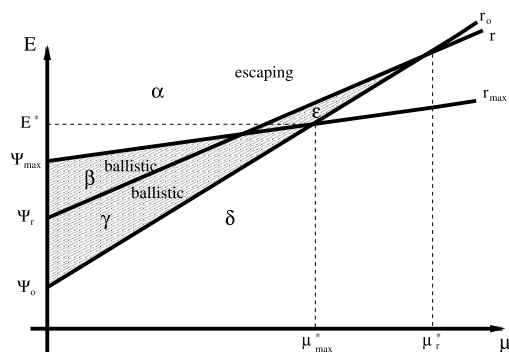


FIG. 14.— E - μ space for an increasing proton potential energy for altitudes $r_0 < r < r_{\max}$, with $\mu_r^* > \mu_{\max}^*$. The escaping-protons region α is reduced by the ϵ one, which contains ballistic protons.

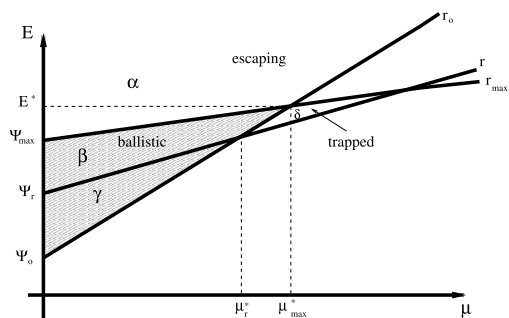


FIG. 15.— E - μ space for an increasing proton potential energy for altitudes $r_0 < r < r_{\max}$, with $\mu_r^* < \mu_{\max}^*$. The region δ corresponds to trapped particles between r and r_{\max} .

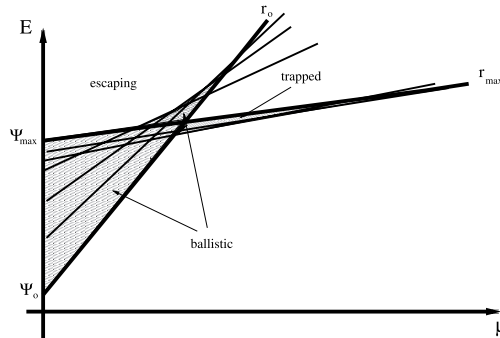


FIG. 16.— E - μ space for an increasing proton potential energy for altitudes $r_0 < r < r_{\max}$ considering the contribution of several altitudes between r_0 and r_{\max}

In the second case of an increasing potential (Fig. 15), the escaping region is not modified but there is now a new region (δ) with trapped particles between r and r_{\max} that are defined below the r_0 limit line and therefore do not come from the exobase. It is now evident that definitions of regions of different species depend on the potential values at all intermediate altitudes between r_0 and r_{\max} , as shown in Figure 16. The geometrical definition of these regions is the main numerical difficulty of our problem, combined with the fact that the potential values are not known but have to be calculated a posteriori using the zero charge and current conditions.

At a given altitude r_α , we can consider an elementary region of escaping particles between two consecutive points μ_1 and μ_2 and above the r_α limit line (Fig. 17). In order to calculate a moment of the VDF in a given altitude r for the escaping particles, we have to calculate the following integral:

$$I_j(B_\alpha, \Psi_\alpha, \mu_1, \mu_2) = \int_{\mu_1}^{\mu_2} \left[\int_{E_\alpha}^{\infty} \hat{F}_j(E, \mu) dE \right] d\mu,$$

with $E_\alpha = \mu B_\alpha + \Psi_\alpha$. \hat{F}_j is the appropriate kernel from definitions (3)–(6), with $B = B_r$ and $\Psi = \Psi_r$. For a bi-Maxwellian VDF, these expressions have been calculated by Khazanov et al. (1998) and will not be repeated here. All different integrals I_j then have to be added for all altitudes r_α with $\alpha = 0, \dots, m$. This has to be done numerically.

Up to now, we have not found a general method for calculating the exact solution of the self-consistent electric potential. Therefore, we have to make an approximation on the escaping particles rate in order to find a self-consistent potential. All particles, which can be present at both r_0 and r_{\max} , are considered as escaping; i.e., we consider that the region labeled ϵ in Figure 14 corresponds to escaping particles at r_m , instead of ballistic particles, which do not overcome r . This important approximation is used by Jockers, with a resulting error in the particle flux claimed to be in general less than 1% (Jockers 1970). However, the errors due to this approximation may be much greater with suprathermal electrons. With this approximation there are only three unknown parameters: the position of the potential maximum r_{\max} and the electric potential ϕ_{E0} at the exobase and $\phi_{E\max}$ at the maximum. The main problem is that there are only two equations (equality of fluxes at the exobase and quasi-neutrality at r_{\max}), but the problem has a unique solution if we suppose the existence of only one maximum, which gives the following constraints:

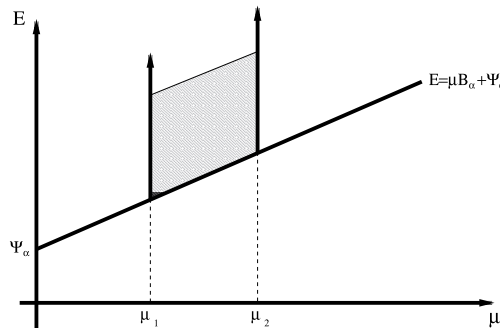


FIG. 17.—Example of an elementary region of escaping particles between two consecutive points μ_1 and μ_2 and above the r_α limit line

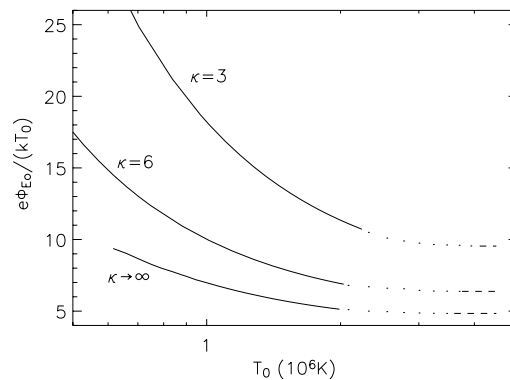


FIG. 18.—Electrostatic potential in function of the exobase temperature for different values of κ . *Solid lines*: Solutions given by the present model (nonmonotonic proton potential). *Dashed lines*: Previous exospheric models with a monotonic proton potential profile. *Dotted lines*: Range of a low numerical precision as explained in the text.

$\phi_{E\max} < \phi_{E0}$, $\Psi_{\max} > \Psi_0 \Rightarrow \phi_{E\max} > \phi_{E0} - (m_p M_\odot G/e)(1/r_0 - 1/r_{\max})$, and $\Psi_{\max} > 0 \Rightarrow \phi_{E\max} > m_p M_\odot G/(er_{\max})$, where m_p is the proton mass. The technical details of the solution of this system can be found in Jockers (1970) and equally in Lamy et al. (2003). An important point to note is that the approach used by Lamy et al. (2003), which consists of integrating the VDF in the velocity space, leads to exactly the same results as our model, using the approximation on the ϵ -region.

In order to verify that the solutions given by the present model are consistent with those of the previous models for which the proton potential was monotonic (Maksimovic et al. 1997a), we have calculated the electrostatic potential in a range of exobase temperatures including both types of solutions. For simplicity we assume for this comparison a single kappa VDF with $T_{p0} = T_{e0} = T_0$ and take $r_0 = 5 R_\odot$ in order to find solutions having a monotonic potential in a reasonable temperature range. In Figure 18 we see the electrostatic potential ϕ_{E0} at the exobase (normalized to $k_b T_0/e$) as a function of T_0 for different values of κ . The full lines correspond to the solutions given by the present model when the proton potential profile is not monotonic. The dashed lines correspond to the solutions obtained with a monotonic proton potential profile (Maksimovic et al. 1997a). These values are independent of the temperature and represent the lowest possible acceleration obtained by exospheric models. The dotted lines belong to the nonmonotonic regime as well, but the solutions are not known because of a low precision due to the very small difference between ϕ_{E0} and $\phi_{E\max}$. One can see that the solutions obtained in both regimes are mutually consistent, since there are no discontinuities. The approximation used on the escaping particles rate would have consequences only at the very left part of the curves in Figure 18, for which the acceleration is important and therefore the ϵ -region would become significant. For the same reasons the approximation made has more important consequences for low values of κ . In a full treatment of the problem that would not make this approximation, the calculated terminal bulk speed would be higher. This is because protons in the ϵ -region would be considered ballistic ones (instead of escaping ones) and would thus need a stronger electrostatic potential in order to escape from the gravitational well of the Sun.

REFERENCES

- Brandt, J. C., & Cassinelli, J. P. 1966, *Icarus*, 5, 47
 Chamberlain, J. W. 1960, *ApJ*, 131, 47
 Chen, W. M., Lai, C. S., Lin, H. E., & Lin, W. C. 1972, *J. Geophys. Res.*, 77, 1
 Chen, Y., Esser, R., & Hu, Y. Q. 2003, *J. Geophys. Res.*, 108(A10), SSH 7-1
 Chiu, Y. T., & Schulz, M. 1978, *J. Geophys. Res.*, 83, 629
 Collier, M. R. 1993, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 1531
 Cranmer, S. R. 2002, *Space Sci. Rev.*, 101, 229
 Dorelli, J. C., & Scudder, J. D. 2003, *J. Geophys. Res.*, 108(A7), SSH 7-1
 Esser, R., & Edgar, R. J. 2000, *ApJ*, 532, L71
 Esser, R., & Sasselov, D. 1999, *ApJ*, 521, L145
 Feldman, W. C., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Montgomery, M. D., & Gary, S. P. 1975, *J. Geophys. Res.*, 80, 4181
 Hollweg, J. V. 1978, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 16, 689
 Hundhausen, A. J. 1972, *Coronal Expansion and Solar Wind* (Berlin: Springer)
 Jensen, E. 1963, *Astrophysica Norvegica*, 8, 99
 Jockers, K. 1970, *A&A*, 6, 219
 Khazanov, G. V., Liemohn, M. W., Krivortutsky, E. N., & Moore, T. E. 1998, *J. Geophys. Res.*, 103, 6871
 Koutchmy, S. 1977, *Sol. Phys.*, 51, 399
 Lamy, H., Pierrard, V., Maksimovic, M., & Lemaire, J. F. 2003, *J. Geophys. Res.*, 108(A1), SSH 13-1
 Landi, S., & Pantellini, F. 2001, *A&A*, 372, 686
 ———. 2003, *A&A*, 400, 769
 Lemaire, J., & Scherer, M. 1971a, *J. Geophys. Res.*, 76, 7479
 Lemaire, J., & Scherer, M. 1971b, *Phys. Fluids*, 14, 1683
 Leubner, M. P. 2002, *Ap&SS*, 282, 573
 Liemohn, M. W., & Khazanov, G. V. 1998, *Phys. Plasmas*, 5, 580
 Lin, R. P., et al. 1997, *Adv. Space Res.*, 20, 645
 Ma, C., & Summers, D. 1999, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1121
 Maksimovic, M., Pierrard, V., & Lemaire, J. F. 1997a, *A&A*, 324, 725
 Maksimovic, M., Pierrard, V., & Riley, P. 1997b, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1151
 Meyer-Vernet, N., & Issautier, K. 1998, *J. Geophys. Res.*, 103, 29705
 Meyer-Vernet, N., Mangeney, A., Maksimovic, M., Pantellini, F., & Issautier, K. 2003, in *AIP Conf. Proc.* 679, *Solar Wind Ten*, ed. M. Velli, R. Bruno, & F. Malara (New York: AIP), 263
 Neugebauer, M. 1997, *J. Geophys. Res.*, 102, 26887
 Olbert, S. 1981, in *Plasma Astrophysics*, ed. T. D. Guyenne & G. Levy (ESA SP-161; Paris: ESA), 135
 Pannekoek, A. 1922, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 1, 107
 Parker, E. N. 1958, *ApJ*, 128, 664
 ———. 1960, *ApJ*, 132, 821
 Pierrard, V., Issautier, K., Meyer-Vernet, N., & Lemaire, J. 2001, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 223
 Pierrard, V., & Lemaire, J. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 7923
 Pilipp, W. G., Miggenrieder, H., Montgomery, M. D., Muhlihauser, K. H., Rosenbauer, H., & Schwenn, R. 1987, *J. Geophys. Res.*, 92, 1075
 Rosslund, S. 1924, *MNRAS*, 84, 720
 Schwartz, S. J., & Marsch, E. 1983, *J. Geophys. Res.*, 88, 9919

554

- Scudder, J. D. 1992, *ApJ*, 398, 299
———. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 11039
Shoub, E. C. 1983, *ApJ*, 266, 339
Treumann, R. A. 1999, *Phys. Scr.*, 59, 19
Vasyliunas, V. M. 1968, *J. Geophys. Res.*, 73, 2839

ZOUGANELIS ET AL.

- Viñas, A. F., Wong, H. K., & Klimas, A. J. 2000, *ApJ*, 528, 509
Vocks, C., & Mann, G. 2003, *ApJ*, 593, 1134
Zouganelis, I., Maksimovic, M., Meyer-Vernet, N., Lamy, H., & Pierrard, V. 2003, in *AIP Conf. Proc. 679, Solar Wind Ten*, ed. M. Velli, R. Bruno, & F. Malara (New York: AIP), 315

E-2 Acceleration of weakly collisional solar-type winds

I. Zouganelis, N. Meyer-Vernet, S. Landi, M. Maksimovic, F. Pantellini

*(publié en 2005 dans *The Astrophysical Journal Letters*, 626, L117)*

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 626:L117–L120, 2005 June 20
 © 2005. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

ACCELERATION OF WEAKLY COLLISIONAL SOLAR-TYPE WINDS

I. ZOUGANELIS,¹ N. MEYER-VERNET,¹ S. LANDI,² M. MAKSIMOVIC,¹ AND F. PANTELLINI¹

Received 2005 March 25; accepted 2005 May 13; published 2005 June 8

ABSTRACT

One of the basic properties of the solar wind, the high speed of the fast wind, is still not satisfactorily explained. This is mainly due to the theoretical difficulty of treating weakly collisional plasmas. The fluid approach implies that the medium is collision dominated and that the particle velocity distributions are close to Maxwellian. However, the electron velocity distributions observed in the solar wind depart significantly from Maxwellian. Recent kinetic collisionless models (called exospheric) using velocity distributions with a suprathermal tail have been able to reproduce the high speeds of the fast solar wind. In this Letter we present new developments of these models by generalizing them over a large range of corona conditions. We also present new results obtained by numerical simulations that include collisions. Both approaches calculate the heat flux self-consistently without any assumption on the energy transport. We show that both approaches—exospheric and collisional—yield a similar variation of the wind speed with the basic parameters of the problem; both produce a fast wind speed if the coronal electron distribution has a suprathermal tail. This suggests that exospheric models contain the necessary ingredients for powering a transonic stellar wind, including the fast solar wind.

Subject headings: acceleration of particles — methods: numerical — solar wind — stars: winds, outflows — Sun: corona

1. INTRODUCTION

In spite of the success of the fluid models in explaining the supersonic solar wind, it is still not known how the fast wind is accelerated to speeds up to 800 km s^{-1} and how the energy is transported. This is mainly due to a major theoretical difficulty of treating such weakly collisional plasmas. In fact, the Knudsen number, which is defined as the ratio of the particle mean free path to the density scale height, is close to unity at Earth's orbit and larger than 10^{-3} in the fast wind acceleration region. In this case, the classical heat conduction formulation (Spitzer & Harm 1953) breaks down (Shoub 1983), and the low level closing of the infinite hierarchy of MHD equations is hard to justify (see Parks 2004).

Furthermore, the electron velocity distribution functions (VDFs) in the solar wind are not Maxwellian. They exhibit high-energy (nonthermal) tails that have been modeled by a halo Maxwellian population (Feldman et al. 1975) or, more recently, by the power-law part of a generalized Lorentzian or Kappa function (Maksimovic et al. 1997b). These tails can develop even in moderately collisional plasmas as a result of the rapid increase of the particle free paths with speed ($\propto v^4$). The existence of such electron VDFs in the upper chromosphere has been suggested to be the reason for the rapid rising of the temperature in the chromosphere-corona transition region through the mechanism of gravitational velocity filtration (Scudder 1992). Indeed, there is an increasing amount of observational evidence showing that nonthermal VDFs may exist in the corona and even in the high chromosphere (Owocki & Ko 1999; Pinfield et al. 1999; Esser & Edgar 2000; Chiuderi & Chiuderi Drago 2004; Doyle et al. 2004). Some theoretical works on the possible generation mechanisms of such nonthermal electron distributions in the chromosphere (Roberts & Miller 1998; Vinas et al. 2000) and the corona (Vocks & Mann 2003) have been published. Others have been trying to show

that Kappa distributions can be a natural, and quite general, state of weakly collisional plasmas and not merely a convenient mathematical way of describing nonthermal VDFs (Collier 1993; Ma & Summers 1999; Treumann 1999; Leubner 2002; Collier 2004).

Investigating the effects of nonthermal VDFs in the corona requires a kinetic approach. The simplest one is the exospheric model that has recently provided transonic wind solutions using non-Maxwellian VDFs for the electrons (Zouganelis et al. 2004). However, the collisionless assumption may appear as a strong intrinsic limitation of these models. Kinetic simulations, taking into account binary collisions between particles (Landi & Pantellini 2003), suggest that collisions might be an important ingredient for accelerating the wind to supersonic speeds, even though this latter work does not consider nonthermal electron VDFs. We should note that these models include neither the effects of plasma instabilities nor any kind of wave-particle interaction that are sometimes invoked to be a fundamental ingredient in the wind acceleration process (see, e.g., Lie-Svendsen et al. 2001). Given that the real importance of these effects is not yet established, they will be neglected in this work.

In this Letter we present new simulations based on Landi & Pantellini (2003) using Kappa distributions for the electrons and compare the results to those of exospheric models. We show that both models yield similar wind speeds under a wide range of conditions. A common characteristic of both exospheric models and kinetic simulations is that, unlike fluid models, no assumption on energy transport has to be made: the heat flux is completely self-consistent. A detailed comparison of the results from both exospheric models and collisional kinetic models is presented and discussed.

2. EXOSPHERIC MODELS AND KINETIC SIMULATIONS

In exospheric or kinetic collisionless models of stellar atmospheres, the plasma is assumed to be completely collisionless beyond a given altitude, called the exobase. In principle, the collisionless nature of the plasma above the exobase allows the computing, for each particle species, of the VDF at any arbitrary height as a function of the VDF at the exobase, by means

¹ LESIA, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France; ioannis.zouganelis@obspm.fr.

² Dipartimento di Astronomia e Scienza dello Spazio, Largo Enrico Fermi 2, 50125 Firenze, Italy.

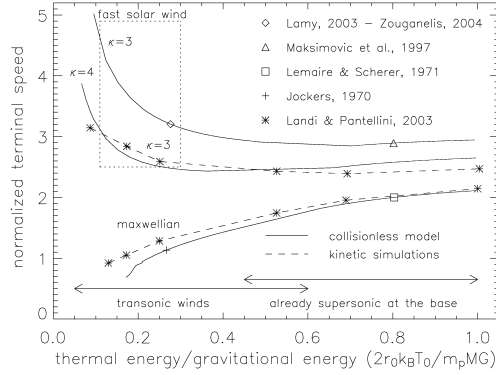


Fig. 1.—Terminal speed normalized to the thermal speed either at the exobase (exospheric model) or the lower boundary (kinetic model with collisions) as a function of the dimensionless parameter α for different models.

of Liouville's theorem and the requirement of energy and magnetic moment conservation. However, the task is not trivial because the electric field profile needed to ensure local quasi-neutrality and zero current is an unknown of the problem that has to be determined self-consistently. The electric field arises because of the small electron-to-proton mass ratio that makes it easier for an electron, compared to a proton of the same energy, to escape from the star. In short, the electric force must be directed toward the star for the electrons and away from the star for the protons. This field is thus responsible for the strong outward acceleration of the protons (see, e.g., Maksimovic et al. 1997a).

The first models of this kind (Jockers 1970; Lemaire & Scherer 1971) were based on Maxwellian VDFs for the electrons and were unable to reproduce the observed velocities of the fast solar wind, unless extremely high, and unrealistic, coronal temperature were assumed. Years later, it became possible to reproduce the high speeds of the fast solar wind by assuming Kappa distributions at the exobase (Maksimovic et al. 1997a); this is because the suprathermal electrons tend to increase the flux of escaping electrons and therefore produce a larger accelerating electric potential for the protons. These early models assumed that the total proton potential energy (gravitational + electrostatic) is a monotonic decreasing function of the radial distance to the star. As a consequence, the exobase was implicitly assumed to be located close to the subsonic-supersonic transition level.

This model has been generalized by Lamy et al. (2003) and Zouganelis et al. (2004) by relaxing the requirement of the proton potential energy being monotonic. These authors found complete transonic solutions describing both the subsonic and the supersonic regimes of the fast solar wind. The basic outcome is a high value of the terminal bulk speed (700–800 km s⁻¹), compatible with observed fast solar wind speeds, by assuming a Kappa VDF for the high-energy electrons at the exobase without any assumption on energy transport. It is noteworthy that this result is not an artifact of the use of Kappa functions. Zouganelis et al. (2004) were able to obtain similar results assuming a sum of two Maxwellians, which is the most commonly used model to represent the electron VDFs in the solar wind.

Landi & Pantellini (2003) have presented self-consistent kinetic simulations of a stationary solar type wind using Max-

wellian VDFs for the protons and the electrons. The model is spatially one-dimensional and spherical symmetric, but particles' velocities are three-dimensional. In order to allow for binary collisions, the following rule has been introduced: two particles crossing each other at relative velocity u at a distance r from the star may undergo an isotropic elastic collision with probability $\propto u^{-4} r^{-2}$. The u^{-4} dependence of the collision probability mimics the velocity dependence of the scattering cross section for Coulomb collisions, whereas the r^{-2} dependence accounts for the spherical geometry of the problem. The transport properties of such a plasma have been shown to be similar to those of a Fokker-Planck plasma (Pantellini & Landi 2001; Landi & Pantellini 2001). These kinetic simulations have shown that the existence of a transonic wind requires a minimum collisionality near the sonic point. In other words, the coronal density must exceed a threshold density for the wind acceleration to be sufficiently strong for the distant wind to be supersonic. It was also shown that the electron heat flux departs from the classical value (Spitzer & Harm 1953) in most of the acceleration region. In the next section we present new results from this model using Kappa VDFs for the electrons and the real value of the proton to electron mass ratio, unlike Landi & Pantellini (2003), who used a reduced mass ratio of 400 for computational reasons.

3. RESULTS

In both the exospheric models and the kinetic simulations, we use a Kappa VDF $f_k(v) \propto (1 + v^2/\kappa v_c^2)^{-(\kappa+1)}$. The equivalent Kappa temperature T_k (defined from the second moment of the VDF as the ratio between pressure and density) is related to the thermal speed v_c by $T_k = [\kappa/(2\kappa - 3)] m_e v_c^2 / k_B$, where k_B is the Boltzmann constant and m_e is the electron mass. For speeds smaller or comparable to v_c , the Kappa VDF is close to a Maxwellian, having the same most probable speed v_c . In contrast, for $v \gg v_c$, the Kappa VDF decreases with v as a power law $f_k \propto v^{-2(\kappa+1)}$. In the limit $\kappa \rightarrow \infty$, $f_k(v)$ reduces to a Maxwellian VDF ($\propto e^{-v^2/v_c^2}$). Note that when electron distributions measured in the solar wind are fitted with Kappa functions, the parameter κ ranges from 2 to 5 (Maksimovic et al. 1997b).

Besides the shape of the VDF, the physical state of the corona at heliocentric distance r_0 (exobase) is characterized by a key parameter, proportional to the ratio of the thermal energy of a proton to its gravitational energy

$$\alpha \equiv \frac{2v_{\text{th0}}^2}{v_{\text{esc}}^2} = \frac{2r_0 k_B T_0}{m_p M G} \propto r_0 T_0, \quad (1)$$

where M is the mass of the star and T_0 is the temperature at the base of the wind, assumed for simplicity to be the same for electrons and protons. In this case, the wind profiles can only depend on α and on the shape of the VDF.

Figure 1 summarizes our results. It shows the terminal bulk speed normalized to the proton thermal speed at the exobase as a function of α for different values of κ . Results are shown for the exospheric model (solid lines) and kinetic simulations (dashed lines). The rectangle in the upper left part of the figure covers the parameter space compatible with observational data for the fast solar wind. When α is large, the corona “explodes” and the wind starts at nearly supersonic velocity. This is the case studied by Lemaire & Scherer (1971) with a Maxwellian VDF and by Maksimovic et al. (1997a) with a Kappa VDF. For smaller values of α , the gravitational force holds most of the protons back, up to a radial distance where their potential

No. 2, 2005

ACCELERATION OF SOLAR-TYPE WINDS

L119

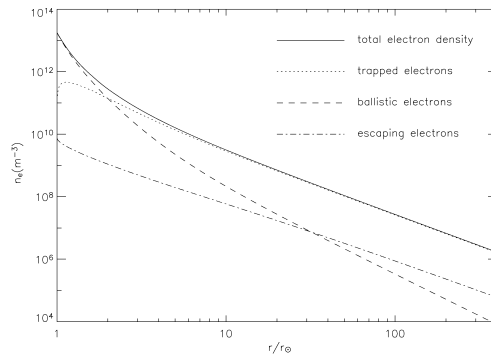


FIG. 2.—Electron density profile (solid line) for $\kappa = 2.5$. The other lines show the contributions of the different electron populations. Note that trapped electrons (dotted line) become predominant beyond a few solar radii.

energy goes through a maximum and where the wind is already supersonic. This case has been studied by Jockers (1970) with a Maxwellian VDF and by Lamy et al. (2003) and Zouganelis et al. (2004) with a Kappa VDF, a sum of two Maxwellians, and a sum of a Maxwellian and a Kappa function. The transition between a transonic and a supersonic wind takes place at $\alpha = 0.5$ in the traditional Parker model and at a slightly different value in the present models.

Note that the points in Figure 1 are based on the publications that they refer to but are not the explicit results of these publications. They are mainly illustrating the different validity range of these works. All exospheric curves (solid lines) were obtained using the model by Zouganelis et al. (2004). The simulation curves (dashed lines) were obtained using the model by Landi & Pantellini (2003) generalized to allow for Kappa electron VDFs as a boundary condition at the lower boundary of the simulation domain.

Solutions of the exospheric problem are simple for the case in which the wind is already supersonic at the base, since in this case the proton potential energy (gravitational+electrostatic) is a monotonic decreasing function of the radial distance. Any proton injected at the base is then doomed to escape to infinity, and both the terminal speed and the asymptotic temperatures can be calculated analytically (Meyer-Vernet & Issautier 1998). If the wind velocity at the base is subsonic (the solar wind case), a local maximum appears in the proton potential energy profile. Only a fraction of the protons injected at the base are then able to escape to infinity, and the acceleration is found to be weaker than in the case of a supersonic start at the base, at least for Maxwellian electron VDFs (Zouganelis et al. 2004).

When Kappa VDFs are used for the electrons, a larger acceleration is attained, as we can see in the curves based on Maksimovic et al. (1997a) and on Lamy et al. (2003) and Zouganelis et al. (2004) for $\kappa = 3$. For small values of α (subsonic at the exobase), the speed increases as α decreases, which means that the acceleration can be stronger for a lower temperature. This basic difference from the Maxwellian case is presumably due to the fact that the acceleration is mainly sustained by the excess of suprathermal electrons of the Kappa distribution and less dependent on the thermal energy.

The dashed curves in Figure 1 stem from kinetic simulations with collisions. When Maxwellian electron VDFs are injected

at the lower boundary of the simulation, the results are remarkably similar to those obtained using Maxwellian distributions in the exospheric model. This means that neglecting collisions in the exospheric models has no significant consequences on the terminal bulk speed. When injecting Kappa electron VDFs at the lower boundary, the curves from the kinetic simulations with collisions are slightly different from those obtained with the corresponding exospheric model, but the qualitative behavior is similar (normalized terminal speed decreasing with α). In this case there is always some value of κ for the exospheric model giving the same results, in a large range of α , as the kinetic simulations with a lower κ . As we can see, the kinetic simulations with $\kappa = 3$ give almost the same results as the exospheric model for $\kappa = 4$ for fast solar wind-compatible parameters (although this does not imply a general rule). This suggests that collisions tend to reduce the wind acceleration for a given Kappa distribution.

However, the agreement between exospheric collisionless models and kinetic simulations with collisions is rather surprising. Indeed, the main criticism usually raised against exospheric models is their neglect of collisions. The relative agreement between the exospheric model and the kinetic model including collisions may be explained by the presence of trapped electrons in exospheric models. These electrons do not have enough energy to escape from the Sun and their inclination to the magnetic field lines is large enough that they are reflected by the magnetic mirror force before reaching the exobase. Trapped particles do not therefore exist at the exobase, despite the fact that they rapidly become the dominant component of the total electron density on the way from the exobase to the maximum of the proton potential energy and beyond. Figure 2 shows that at large radial distances, the trapped electrons represent more than 90% of the total electron density.

When completely withdrawing the trapped electrons from exospheric models, no supersonic wind solution can be found numerically. This is presumably due to the electron density being too small to ensure local plasma neutrality, together with a reasonable configuration of the proton potential energy. In other words, if all electrons do escape (except the small population of ballistic ones, falling back to the exobase), quasi-neutrality and zero electric current tend to become incompatible requirements of the model.

This is in agreement with kinetic simulations showing that collisions are necessary to accelerate the wind to supersonic velocities. Collisions are responsible for the transformation of ballistic particles into trapped ones. In exospheric models, trapped particles were historically added in order to avoid discontinuities in the VDFs at the interface between trapped and untrapped orbits in phase space, but they seem to be crucial for the acceleration of the wind to supersonic velocities. Their presence in exospheric models implies that the latter are not collisionless in a rigorous sense.

Note that a similar problem arises in the environment of space probes (Laframboise & Parker 1973). In that case, the small size of the probe makes the medium both fully collisionless (there are no trapped particles) and nonneutral; there is a nonzero space charge, albeit not exactly the canonical Debye sheath (see Meyer-Vernet 1993). In contrast, in the solar wind case, the plasma has to be neutral because the scales are much greater than the Debye length, and for this reason, the presence of trapped electrons is essential.

In simulations, collisions have been seen to serve to convert the electron heat flux into plasma bulk energy. We have compared the heat flux given by exospheric models and by kinetic

simulations and found a qualitative agreement. As was pointed out by Landi & Pantellini (2003), the nonclassical term $q_{NC} \propto (3/2)nvk_B T_e$ of the electron heat flux introduced by Hollweg (1974) dominates the classical Spitzer-Harm term for the supersonic wind. With both the exospheric model and the simulations, we find a heat flux still several times greater than the above value. This suggests that the classical formulation is not the relevant one for such a semicollisional medium, which is not surprising as the Spitzer-Harm term was calculated upon the assumption of a collision-dominated plasma (Knudsen number much smaller than unity).

4. CONCLUSIONS

Exospheric models are aimed at explaining the strong acceleration of the fast solar wind in a self-consistent way with a minimum number of assumptions. In particular, no assumption on how energy is transported through the acceleration region needs to be included in the model. The model is admittedly oversimple in that it is one-dimensional, time-stationary, collisionless, and by construction free of any wave activity. However, the basic ingredients for powering stellar winds appear to be present, suggesting that propulsion by plasma waves is not necessarily needed to produce powerful transonic winds. Over the last three decades, various exospheric models were able to reproduce both the slow and the fast solar wind, albeit in restricted wind regimes only. For the first time, we generalize all previous models to a much wider range of parameters by varying both the temperature and the abundance of suprathermal particles. The generalization covers a large class of coronal conditions, including the solar corona case. For high-temperature coronas or large stellar radii or small stellar mass, the corona “explodes” and the wind starts supersonic at the exobase (nonsolar case). The solar case is different as the solar wind starts subsonic and becomes supersonic beyond a distance of some solar radii. Treating this case makes exospheric models much more complicated than before (an accurate numerical description has been recently given by Zouganelis et al. 2004).

We have also compared these models with kinetic simula-

tions that include Coulomb-like collisions. These simulations have been made for the first time using non-Maxwellian functions. Rather unexpectedly, the results of exospheric models and kinetic simulations are in good agreement despite the wide difference in both the physics (collisionless vs. collisional) and the methodology. The agreement between the two approaches is likely due to the fact that a small amount of collisionality is implicit in exospheric models in that particle trajectories that are not accessible from the exobase are populated “by hand.” The existence of trapped electrons in exospheric models is a necessary condition for the wind to be supersonic, just as collisions in kinetic simulations are necessary to produce a supersonic wind.

Exospheric models are able to reproduce the strong acceleration of the fast solar wind from the subsonic to the supersonic regime, provided the electron VDF has a suprathermal tail. The similarity of results from exospheric models and kinetic simulations with collisions suggests that the main role of collisions is to feed particles into trajectories that are not accessible from the exobase (the trapped particle trajectories). Indeed, a small number of collisions are implicitly included in exospheric models through the by-hand populating of the trapped particles populations. Even the high terminal speeds obtained in exospheric models do not seem to be a consequence of the collisionless nature of these models, the main reason for the strong acceleration being the presence of suprathermal electrons (e.g., Kappa distribution or a sum of two Maxwellians). Suprathermal electrons are found to collide very rarely because of the v^4 dependence of the collisional mean free path. Collisions can therefore modify the shape of the VDF at low energy, but the high-energy suprathermal tails are basically unaffected by collisions and so is the overall wind acceleration. Despite their intrinsic limitations, exospheric models are found to be a very convenient tool to explore the physics of weakly collisional solar-type winds.

We are grateful to M. Moncuquet, K. Issautier, and A. Mangeney for useful comments on the manuscript.

REFERENCES

- Chiuderi, C., & Chiuderi Drago, F. 2004, *A&A*, 422, 331
 Collier, M. R. 1993, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 1531
 ———. 2004, *Adv. Space Res.*, 33, 2108
 Doyle, J. G., Madjarska, M. S., Dzifcakova, E., & Dammasch, I. E. 2004, *Sol. Phys.*, 221, 51
 Esser, R., & Edgar, R. J. 2000, *ApJ*, 532, L71
 Feldman, W. C., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Montgomery, M. D., & Gary, S. P. 1975, *J. Geophys. Res.*, 80, 4181
 Hollweg, J. V. 1974, *J. Geophys. Res.*, 79, 3845
 Jockers, K. 1970, *A&A*, 6, 219
 Laframboise, J. G., & Parker, L. W. 1973, *Phys. Fluids*, 16, 629
 Lamy, H., Pierrard, V., Maksimovic, M., & Lemaire, J. F. 2003, *J. Geophys. Res.*, 108, 13
 Landi, S., & Pantellini, F. 2001, *A&A*, 372, 686
 ———. 2003, *A&A*, 400, 769
 Lemaire, J., & Scherer, M. 1971, *J. Geophys. Res.*, 76, 7479
 Leubner, M. P. 2002, *Ap&SS*, 282, 573
 Lie-Svendsen, O., Leer, E., & Hansteen, V. H. 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 8217
 Ma, C., & Summers, D. 1999, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1121
 Maksimovic, M., Pierrard, V., & Lemaire, J. F. 1997a, *A&A*, 324, 725
 Maksimovic, M., Pierrard, V., & Riley, P. 1997b, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1151
 Meyer-Vernet, N. 1993, *Am. J. Phys.*, 61, 249
 Meyer-Vernet, N., & Issautier, K. 1998, *J. Geophys. Res.*, 103, 29705
 Owocki, S. P., & Ko, Y. K. 1999, in *AIP Conf. Proc.* 471, *Solar Wind Nine*, ed. S. R. Habbal et al. (New York: AIP), 263
 Pantellini, F., & Landi, S. 2001, *Ap&SS*, 277, 149
 Parks, G. 2004, *Physics of Space Plasmas* (Philadelphia: Westview)
 Pinfield, D. J., Keenan, F. P., Mathioudakis, M., Phillips, K. J. H., Curdt, W., & Wilhelm, K. 1999, *ApJ*, 527, 1000
 Roberts, D. A., & Miller, J. A. 1998, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 607
 Scudder, J. D. 1992, *ApJ*, 398, 299
 Shoub, E. C. 1983, *ApJ*, 266, 339
 Spitzer, L., & Harm, R. 1953, *Phys. Rep.*, 89, 977
 Treumann, R. A. 1999, *Phys. Scr.*, 59, 19
 Viñas, A. F., Wong, H. K., & Klimas, A. J. 2000, *ApJ*, 528, 509
 Vocks, C., & Mann, G. 2003, *ApJ*, 593, 1134
 Zouganelis, I., Maksimovic, M., Meyer-Vernet, N., Lamy, H., & Issautier, K. 2004, *ApJ*, 606, 542

E-3 Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU

M. Maksimovic, I. Zouganelis, J.-Y. Chaufray, K. Issautier, E.E. Scime, J.E. Littleton, E. Marsch, D.J. McComas, C. Salem, R.P.Lin, H. Elliott

(publié en 2005 dans Journal of Geophysical Research, 110, A09104)

Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU

M. Maksimovic,¹ I. Zouganelis,¹ J.-Y. Chaufray,^{1,2} K. Issautier,¹ E. E. Scime,³ J. E. Littleton,³ E. Marsch,⁴ D. J. McComas,⁵ C. Salem,⁶ R. P. Lin,^{6,7} and H. Elliott⁵

Received 3 March 2005; revised 27 April 2005; accepted 11 May 2005; published 21 September 2005.

[1] Observed electron distribution functions of the solar wind permanently exhibit three different components: a thermal core and a suprathermal halo, which are always present at all pitch angles, and a sharply magnetic field aligned “strahl” which is usually anti-sunward moving. Whereas Coulomb collisions can explain the relative isotropy of the core population, the origin of the halo population, and more specifically the origin of its sunward directed part, remains unknown. In this study we present the radial evolution of the electron velocity distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU. For this purpose we combine data measured separately by the Helios, Wind, and Ulysses spacecraft. We compute average distributions over distance and normalize them to 1 AU to remove the effects of the solar wind expansion. Then we model separately the core, halo, and strahl components to compute their relative number density or fraction of the total electron density. We observe that, while the core fractional density remains roughly constant with radial distance, the halo and strahl fractional densities vary in an opposite way. The relative number of halo electrons is increasing, while the relative number of strahl electrons is decreasing with distance. Therefore we provide, for the first time, strong evidences for a scenario that is commonly assumed: the heliospheric electron halo population consists partly of electrons that have been scattered out of the strahl.

Citation: Maksimovic, M., et al. (2005), Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU, *J. Geophys. Res.*, 110, A09104, doi:10.1029/2005JA011119.

1. Introduction

[2] Observed electron velocity distribution functions (eVDFs) of the solar wind permanently exhibit three different components: a thermal core and a suprathermal halo, which are always present at all pitch angles, and a sharply magnetic field aligned “strahl” which is usually anti-sunward moving [Montgomery *et al.*, 1968; Feldman *et al.*, 1975; Rosenbauer *et al.*, 1977; Pilipp *et al.*, 1987]. At 1 AU, the core has a typical temperature of 10^5 K and represents about 95% of the total electron number density. The halo population has a typical temperature of 7×10^5 K and represents together with

the strahl the remaining portion of the total electron number density.

[3] In the ecliptic plane from 1 to 5 AU, the halo to core density ratio is observed to remain constant with heliocentric distance [McComas *et al.*, 1992] at a value of $\approx 4\%$, and the strahl is predominantly observed in high-speed solar winds [Rosenbauer *et al.*, 1977; Pilipp *et al.*, 1987]. Out of the ecliptic, in the fast wind, the strahl angular width is observed to broaden with increasing heliospheric distance [Hammond *et al.*, 1996]. This result, somehow not enough recognized in the literature, is in contradiction with the largely disseminated idea that the strahl electrons are remnants of the hot coronal electrons which escape into the interplanetary medium without suffering collisions and therefore conserve their magnetic moments.

[4] What is the origin of the non-Maxwellian eVDFs observed in the solar wind? Are such distributions already present in the solar corona or are they only a consequence of the solar wind transport in the interplanetary medium? There is an increasing amount of both theoretical [Vinas *et al.*, 2000; Leubner, 2002; Dorelli and Scudder, 2003; Landi and Pantellini, 2001; Vocks and Mann, 2003] and observational [Ko *et al.*, 1998; Pinfield *et al.*, 1999; Esser and Edgar, 2000; Chiuderi and Chiuderi Drago, 2004] evidences that tends to show that nonthermal VDFs can develop and exist in the high corona and even in the

¹LESIA and CNRS, Observatoire de Paris-Meudon, Meudon, France.

²Now at Service d'Aéronomie du CNRS, Verrières Le Buisson, France.

³Department of Physics, West Virginia University, Morgantown, West Virginia, USA.

⁴Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Katlenburg-Lindau, Germany.

⁵Space Science and Engineering Division, Southwest Research Institute, San Antonio, Texas, USA.

⁶Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, California, USA.

⁷Also at Physics Department, University of California, Berkeley, California, USA.

transition region. This is because, in a plasma, the particle mean free paths increase rapidly with speed ($\propto v^4$), so that high-energy tails can develop for Knudsen numbers as low as 10^{-3} [Shoub, 1983], that is, even in a semicollisional plasma. Even more, high-energy tails can be expected to be found in the weakly collisional corona and solar wind acceleration region. However, until now, there have not been any conclusive observations that have settled the question of the shape of the eVDFS in the corona.

[5] With purely collisional fluid models, the question of the origin of the electron distributions cannot be answered since these models intrinsically cannot handle suprathermal tails for the eVDFS. If the collisions are completely neglected then the exospheric approach may be adopted [Maksimovic et al., 1997a; Zouganelis et al., 2004]. In this case, the shape of the eVDFS can be obtained from simple Liouville mapping and depends strongly on the radial evolution of the interplanetary ambipolar potential $\Phi_E(r)$. Basically, the shape of the core component remains unchanged with distance. The halo is truncated along the radial direction and has no electrons with absolute velocities in the sunward direction above the local escape velocity, which for the electron is $\approx \sqrt{2e\phi_E(r)/m_e}$ [Maksimovic et al., 2001]. At 1 AU, the escape energy is about 100 eV. Since the halo is observed to extend in the sunward direction to energies well beyond this value, the simple exospheric approach alone cannot explain the shape of the observed eVDFS. By way of improvement, Lie-Svendson et al. [1997] and Pierrard et al. [1999, 2001] have added Coulomb collisions to the simple exospheric solar wind model. These authors have solved the time-stationary Fokker-Planck equations for test particles colliding with a background plasma. They have used a specific operator for Coulomb collisions and have included the electric ambipolar field as an external force. Despite the authors conclusions, the Lie-Svendson et al. [1997] model does not explain the observed solar wind eVDFS. In this model, only the strahl component is produced by magnetic moment conservation. The halo component in the sunward direction is missing [see Lie-Svendson et al., 1997, Figure 5]. The Pierrard et al. [1999] model does not either explain the observed distributions. In this latter model the halo is present at all radial distances, only if its sunward part is imposed as a boundary condition at 1 AU. In this case the solutions of the time-stationary Fokker-Planck equation yield VDFs which are also nonthermal in the corona.

[6] Processes invoking scattering of strahl electrons by shocks or corotating interaction regions (CIRs) have been invoked to explain the existence of the halo component [see, e.g., Gosling et al., 2001]. However, such mechanisms, even if they could play a role near the ecliptic plane at Solar minimum, where most of the shocks and CIRs are observed, probably cannot explain the eVDFS in the fast solar wind at high latitudes.

[7] In the present article we study the radial evolution of the eVDFS in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU. We combine data measured separately by the Helios, Wind and Ulysses spacecraft. We model separately the core, halo and strahl components and deduce their individual radial behaviors. In section 2 we present the data we used and discuss the specific analysis we have developed to normalize the distributions and remove the effects of the solar wind

Table 1. Time Intervals Used for the Study^a

Spacecraft	Time Periods, ^b DOY	Heliocentric Distance Coverage, AU
	1976	
HELIOS 1	68–71 123–126 305–308	0.3–0.41
HELIOS 2	91–94 120–123 289–293 298–301	0.475–0.53 0.7–0.75
	1995	
WIND	06, 21; 0000–1600 UT	1
Ulysses	12–37 89–132	1.35–1.5

^aFor Wind and Ulysses the time intervals correspond to minima of solar activity. For Ulysses, the selected periods correspond to portions of the first south and north polar passes.

^bDOY, days of year.

expansion. In section 3 we present the results of our analysis and finally give some conclusions in section 4.

2. The Data Analysis

[8] The purpose of the present work is to study the radial evolution of the electron distribution functions over a wide heliocentric distance range. There is no single space mission that has explored the inner heliosphere in the range 0.3 to 1.5 AU. Therefore we combine solar wind electron data measured separately by the Helios, Wind and Ulysses spacecraft during time intervals corresponding to minima of solar activity. The time intervals used for the study are reported in Table 1. For Ulysses, the selected periods correspond to portions of the first south and north polar passes. As we wish to restrict this study to the steady state fast solar wind, we select, for the three probes, only data for which the solar wind bulk speed is larger than 650 km/s. This way, we constructed a data set that we assume to be representative of the steady state, time-stationary, spherically symmetric, fast solar wind, observed in the range between 0.3 and 1.5 AU. To check this important assumption, we display in Figure 1 the normalized solar wind flux $N_i V^2$ as a function of the heliospheric distance r , with N_i being the total, proton plus helium, ion number density. In this figure, the data are divided into radial bins of 0.1 AU in width. In each of the radial bins we compute the median values of the flux distributions and the corresponding standard deviation around these medians. The median values of the normalized flux are represented by three different symbols corresponding to the three spacecraft, and the standard deviations are represented by error bars. As one can see, the assumption of a steady state, time-stationary, spherically symmetric solar wind flow is well verified. The normalized flux is relatively constant over the whole radial range. We can now study the radial evolution of the electron velocity distribution functions as measured by the electron instruments aboard Helios, Wind and Ulysses.

[9] On the two Helios probes, the solar wind electrons were observed with nearly identical electron analyzers described by Schwenn et al. [1975], Rosenbauer et al. [1977] or Pilipp et al. [1987]. Basically these instruments

A09104

MAKSIMOVIC ET AL.: EVOLUTION OF SOLAR WIND ELECTRON DISTRIBUTIONS

A09104

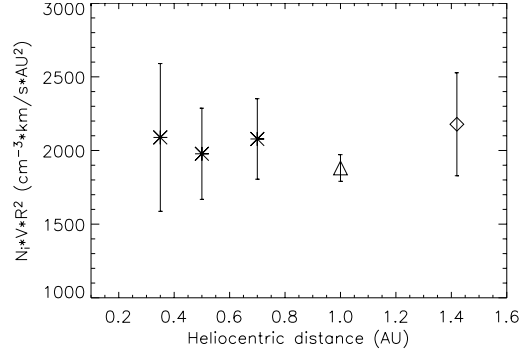


Figure 1. Normalized solar wind flux $N_i V_i r^2$ as a function of the heliospheric distance r , with N_i being the total, proton plus helium, ion number density. The median values of the normalized flux are represented by three different symbols corresponding to the three spacecraft, and the standard deviations are represented by error bars.

recorded 2-D distribution functions. Their fields of view were perpendicular to the spin axis, i.e., along the ecliptic plane and were narrow in the azimuthal direction (30° and 13° for respectively Helios 1 and 2). The electrons were analyzed with respect to their energies in 32 energy channels between 0.004 eV and 1658 eV.

[10] On the Wind spacecraft, the electrons distributions are measured with the 3-D Plasma experiment [Lin *et al.*, 1995]. This instrument measures three-dimensional electron velocity distributions in 88 angular bins, each with roughly $22^\circ \times 22^\circ$ resolution. In this study, we use data in the low energy range from a few eV to 1100 eV.

[11] On the Ulysses spacecraft, the electron distributions are obtained with the solar wind plasma instrument [Bame *et al.*, 1992]. This instrument measures three-dimensional electron velocity distributions. Electrons with central energies in the range 0.86 eV to 814 eV are detected in many directions which cover the unit sphere comprehensively.

[12] To retrieve the correct solar wind electron distribution functions from the measurements, several corrections need to be done. One has first to distinguish between spacecraft photoelectrons and solar wind electrons. This is performed by removing the data corresponding to energy channels lower than a given threshold energy. The choice of this energy depends on the different energy channel distributions obtained with the three experiments. Then the distributions have to be corrected for spacecraft charging effects due to the emission of photoelectrons as well as with respect to currents from solar wind electrons and protons. Several techniques can be used to determine the spacecraft electric potential. Here we have used those described by Pilipp *et al.* [1987], Scime *et al.* [1994] and Salem *et al.* [2001], respectively for the Helios, Ulysses and Wind instruments. Finally a background level has also to be removed from all the individual distributions. This background is the phase space density corresponding to a one-count-level detection. This background noise is especially important for the Ulysses measurements at large heliocentric distance where the electron fluxes are particularly low.

[13] Once the above corrections are done, the individual electron distributions are defined in a velocity frame with components parallel and perpendicular to the ambient magnetic field and centered on the solar wind proton bulk speed. For Helios, as the instrument measures only 2-D distributions, we select only those data for which the magnetic field vector is close to the ecliptic plane, that is when $B_z/|B| < 0.2$. For all the observed distributions we have also normalized the direction of the electron strahl. As we said in the introduction, the electron strahl is a sharply magnetic-field-aligned component, which is mainly anti-sunward moving in the undisturbed solar wind plasma, i.e., in regions which do not correspond to a specific configuration of the interplanetary magnetic field \mathbf{B} , such as prevailing in magnetic clouds or other flux ropes. As they move anti-sunward, the strahl electrons can be directed along both $+\mathbf{B}$ or $-\mathbf{B}$, depending on the orientation of the interplanetary magnetic field. For instance on Ulysses, the strahl is mainly directed along $-\mathbf{B}$ during the south polar pass in 1995 and along $+\mathbf{B}$ during the successive north polar pass. We therefore turn around the parallel direction of the electron speeds, when needed, in order to have always the strahl electrons directed along $+\mathbf{B}$. We also remove all the distributions for which the strahl electrons move sunward. This represents about 2% of our total data set.

[14] We then define radial distance bins r_i , which correspond to the respective heliocentric distance ranges covered by the three spacecraft. There are five radial distance bins, which are given in the last column of Table 1. For each of these radial bins, we compute “average eVDFs” by using the following procedure. We first define velocity bins v_i with width δv_i and pitch angle bins θ_i with widths $\delta \theta_i$, and we compute median values $f^*(v_i, \theta_i)$ of all the phase-space densities $f[v_i - \delta v_i < (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)^{1/2} < v_i + \delta v_i, \theta_i - \delta \theta_i < \theta < \theta_i + \delta \theta_i]$, with $v_{\parallel} = v \sin \theta$ and $v_{\perp} = v \cos \theta$. The choice of the θ_i bins corresponds to the angular coverage of the electron instrument on Helios 1. This coverage is represented in Figure 2. Eight angular sectors θ_i , with widths $\delta \theta_i = 15^\circ$, are spaced 45° apart.

[15] Our procedure is equivalent to computing, in each of the r_i bins, four median cuts f_{i5}^* , f_{i6}^* , f_{i7}^* and f_{i8}^* corresponding to the angular coverage of Figure 2. By construction, f_{i5}^* and f_{i7}^* are, respectively, the perpendicular $f_{\perp}(v) = f(v_{\parallel} = 0, v_{\perp})$ and parallel $f_{\parallel}(v) = f(v_{\parallel}, v_{\perp} = 0)$ cuts of the average VDFs.

[16] In Figures 3a and 3b, we display, respectively, the perpendicular f_{i5}^* and parallel f_{i7}^* cuts of the averaged distributions. These latter are represented by five different colors corresponding to the five r_i bins (black, red and blue for Helios; green for Wind; and magenta for Ulysses). As one can see, the flux as well as the thermal width of the VDFs decrease as the heliocentric distance increases. This is due to the decreasing of the solar wind electron density and temperature.

3. Results

3.1. Radial Evolution of Average Electron Distributions

[17] In order to remove from the radial variations of the VDFs those parts which are due to spherical expansion of the solar wind, we compute normalized distributions. As a

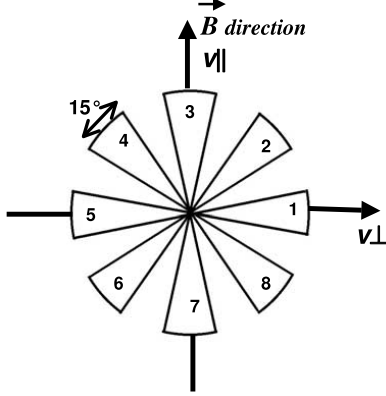


Figure 2. Angular coverage of the electron instrument on Helios 1: eight angular sectors θ_i , with widths $\delta\theta_i = 15^\circ$, are spaced 45° apart from one another. This coverage is used to compute the “average electron velocity distribution functions” (see the text for more details).

first step, we fit the VDFs by a model function. Several models have been used in the past to fit the eVDFs in the solar wind. The classic model is the sum of two bi-Maxwellians [Feldman *et al.*, 1975], one for the core population and one for the halo. Other models have been used, which take into account the fact that the flux at high velocities varies more like a power law rather than a Maxwellian. For instance Maksimovic *et al.* [1997b] modeled Ulysses eVDFs as generalized Lorentzians or kappa functions. After a careful analysis of the data, we use as the best fit the sum of a bi-Maxwellian for the core population plus a bi-kappa for the halo, $f_{mod}(v_{\parallel}, v_{\perp}) = f_c(v_{\parallel}, v_{\perp}) + f_h(v_{\parallel}, v_{\perp})$. The core $f_c(v_{\parallel}, v_{\perp})$ is defined as:

$$f_c(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_c}{\pi^{3/2}} \frac{1}{V_{\parallel c} V_{\perp c}^2} \exp \left[- \left(\frac{v_{\parallel}}{V_{\parallel c}} \right)^2 - \left(\frac{v_{\perp}}{V_{\perp c}} \right)^2 \right]$$

$$V_{\parallel, \perp c} = \sqrt{\frac{2k_B T_{\parallel, \perp c}}{m_e}},$$

where n_c , $T_{\parallel c}$ and $T_{\perp c}$ are, respectively, the core electron density and parallel and perpendicular temperatures. $f_h(v_{\parallel}, v_{\perp})$ is defined by a bi-kappa function:

$$f_h(v_{\parallel}, v_{\perp}) = A_{\kappa} \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa V_{\parallel h}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa V_{\perp h}^2} \right)^{-\kappa}$$

$$A_{\kappa} = \frac{n_h}{\pi^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 3/2)} \frac{1}{V_{\parallel h} V_{\perp h}^2}$$

$$V_{\parallel, \perp h} = \left(\frac{2\kappa - 5}{\kappa} \frac{k_B T_{\parallel, \perp h}}{m_e} \right)^{1/2},$$

with n_h , $T_{\parallel h}$ and $T_{\perp h}$ being, respectively, the halo electron density and parallel and perpendicular temperatures. The

kappa distribution decreases with the speed v as a power law, $f \propto v^{-2\kappa}$. In the limit $\kappa \rightarrow \infty$, it reduces to a Maxwellian distribution.

[18] To fit the observed electron distributions, we use a classical χ^2 minimization scheme. At this point, an important point has to be noted concerning our fitting procedure. Our goal is to study the radial variations of the three solar wind populations (core, halo and strahl) separately. Therefore we have to model each of them independently of each other when fitting the observed VDFs. As the model function f_{mod} takes into account only the core and the halo, we have to exclude from the data the angular bins containing the strahl electrons. It is reasonable to assume that the angular extension of the strahl along $+\mathbf{B}$ never exceeds 150° [Hammond *et al.*, 1996]. Thus we remove from the observed VDFs the data contained in the angular bins 2, 3 and 4 in Figure 2. This implies using the data corresponding to $f_{\#5}^*$, $f_{\#6}^*(v_{\parallel} < 0)$, $f_{\#7}^*(v_{\parallel} < 0)$ and $f_{\#8}^*(v_{\parallel} < 0)$. The fitting procedure we apply is described in Appendix A and the reader should refer to it for more details.

[19] The results of the fitting procedures are displayed in Figures 3c, 3d, and 4a–4d. In Figures 3c and 3d, we have overplotted on the observed VDFs, respectively the perpendicular and parallel cuts of the model functions. It can be seen on these figures that the model function f_{mod} provides a good fit to the observed VDFs at all radial distances. The strahl electrons appear also clearly in Figure 3d as an excess in flux compared to the model function for $v_{\parallel} > 0$. Figure 4a shows for the five r_i bins the total electron number density (from the fitted f_{mod} model) $n_c + n_h$ (squares), the halo density n_h (diamonds), and the median values of the observed ion density $n_{ion} = n_p + 2n_{\alpha}$ binned over the r_i bins (stars). The error bars on the electron densities are of the order of the symbol size. These error bars will appear more clearly in Figure 7, where we display the relative number densities. We are quite confident in the obtained value of the electron density $n_c + n_h$, since it follows very well the radial evolution of the observed ion density, which itself varies as $r^{-2.2 \pm 0.1}$. Figure 4b shows the core and halo electron temperatures $T_c = (2T_{\perp c} + T_{\parallel c})/3$ and $T_h = (2T_{\perp h} + T_{\parallel h})/3$, resulting from the fitting of f_{mod} . The errors bars on the electron temperatures are indicated by the vertical lines. The core electron temperature varies as $r^{-0.65 \pm 0.18}$. This is close to the gradients reported by Issautier *et al.* [1998] or Maksimovic *et al.* [2000] for the fast, high-latitude, solar wind measured by Ulysses. The halo electron temperature is found to vary as $r^{-0.57 \pm 0.5}$. This gradient is found to be steeper than those usually reported in the literature for the halo component [see Maksimovic *et al.*, 2000, Table 1]. Firstly, this could be due to the fact that we use a bi-kappa function to fit the halo component while, up to now, a bi-Maxwellian has been used in the literature. Secondly, there is a large uncertainty in the power-law index measuring the T_h gradient in Figure 4b. This large uncertainty correspond probably to the visible change in T_h between the radial bins 4 (1 AU) and 5 (1.35 to 1.5 AU). Nevertheless, we cannot exclude from the current analysis and the uncertainty on the T_h gradient that the halo electrons behave rather like an isothermal fluid, as it is usually reported in the literature. In Figure 4c the total electron temperature defined as $(n_c T_c + n_h T_h)/(n_c + n_h)$ is displayed.

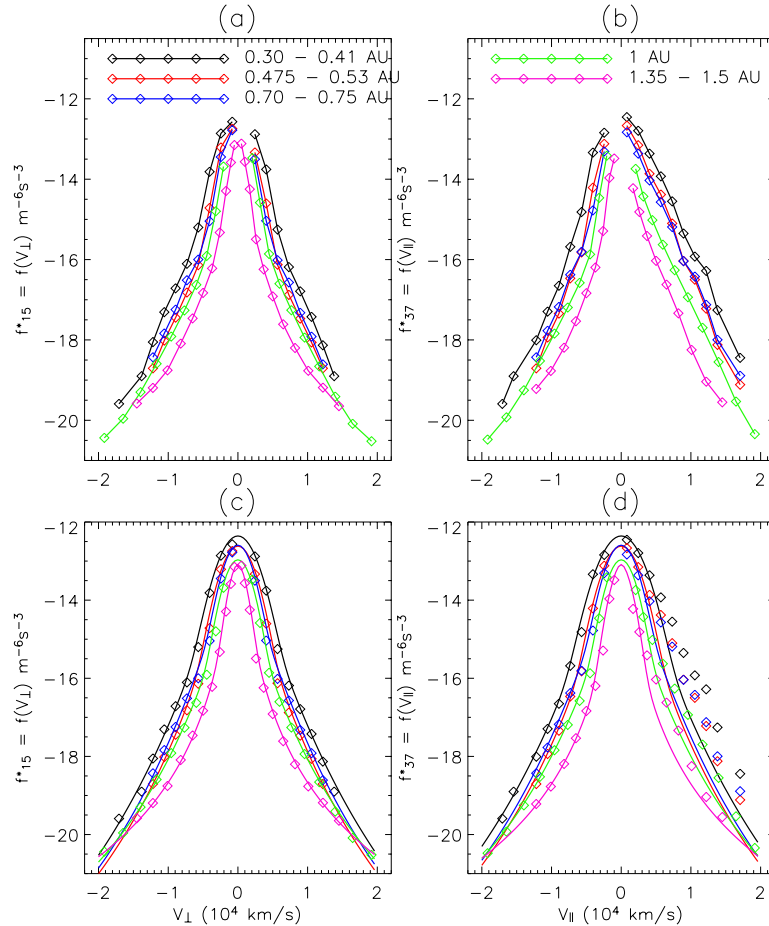


Figure 3. In the top panels the (a) perpendicular $f_{\perp 15}$ and (b) parallel $f_{\parallel 37}$ cuts of the averaged electron distributions are displayed. The different colors correspond to the five r_i bins (black, red, and blue for Helios; green for Wind; and magenta for Ulysses). In the bottom panels the (c) perpendicular and (d) parallel cuts of the model functions are overlotted on the observed distributions.

Its radial gradient is found to be well represented by the power law $r^{-0.59 \pm 0.32}$. Finally, the model parameter κ , as obtained from fits to the halo component is displayed on Figure 4d. The errors bars on κ are of the order of the symbol size. An important result can be seen in this figure: κ decreases with the radial distance. This means that in the fast solar wind, the nonthermal tails of the electron VDFs are increasing with radial distance. This is in accordance with the results reported by Maksimovic *et al.* [2000]. Actually for the Helios radial range, the value of the kappa is around 6–7, which is not very far from a Maxwellian. This result can explain the fact that a sum of two bi-Maxwellians was used up to now in the literature. As the radial distance increases, at 1 AU and further, the parameter κ decreases, and it clearly appears that a better

model for the observed VDFs is the sum of a Maxwellian plus a kappa function. This is especially the case for the Ulysses observations (P. Riley, private communication, 1998).

3.2. Radial Variation of the Relative Number of Core, Halo, and Strahl Electrons

[20] In addition to the radial behavior of the parameter κ in the f_{mod} function, there is another way of showing that the suprathermal character of the observed VDFs increases with heliocentric distance. The way consists in overplotting all the five radial bins distributions after having normalized them. After having modeled the VDFs, it is possible to remove the radial trends, due to the solar wind spherical symmetric expansion, of both the temper-

A09104

MAKSIMOVIC ET AL.: EVOLUTION OF SOLAR WIND ELECTRON DISTRIBUTIONS

A09104

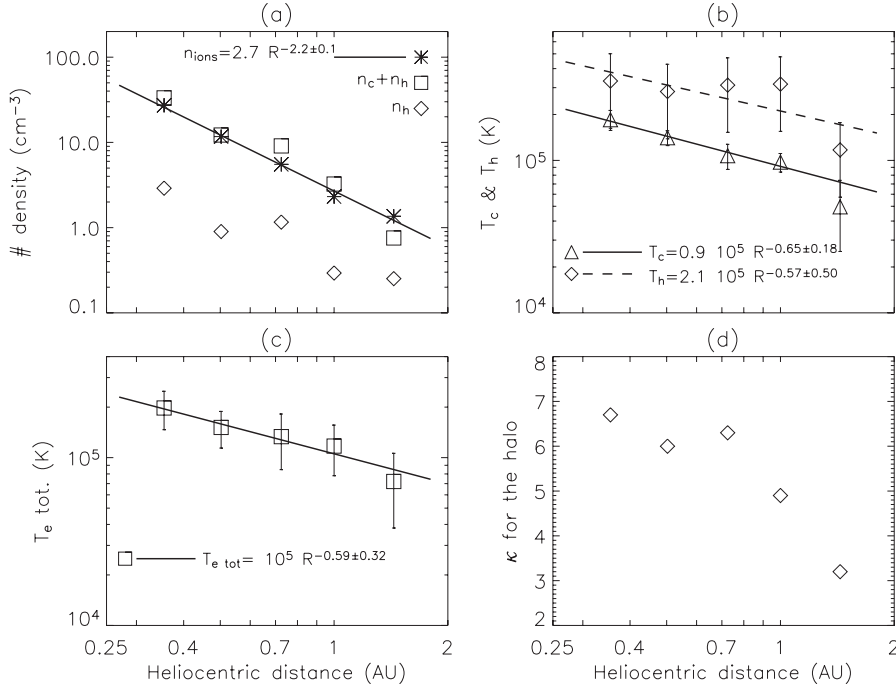


Figure 4. Radial evolution of electron parameters deduced from the fitting of the f_{mod} model. (a) Total electron number density $n_c + n_h$ (squares), the halo density n_h (diamonds), and the median values of the observed ion density $n_{ions} = n_p + 2n_\alpha$ binned over the r_i bins (stars). The error bars on the electron densities are of the order of the size of the symbol. (b) Core and halo electron temperatures $T_c = (2T_{\perp c} + T_{\parallel c})/3$ and $T_h = (2T_{\perp h} + T_{\parallel h})/3$ are displayed. (c) Total electron temperature defined as $T_{e tot} = (n_c T_c + n_h T_h)/(n_c + n_h)$ is displayed. (d) Model parameter κ , as obtained from fits to the halo component, is displayed.

ature and particle flux, by plotting $ff_{mod}(0)$ as a function of v_{\perp}/V_c , where:

$$f_{mod}(0) = \frac{n_c}{\pi^{3/2} V_{\parallel c} V_{\perp c}^2} + A\kappa$$

and

$$V_c = \sqrt{\frac{2k}{m_e} \frac{2T_{\perp c} + T_{\parallel c}}{3}}$$

[21] This is what we have done in Figure 5. As we can see, the normalized core component remains unchanged at all radial distances. Obviously, the importance of the normalized halo component is increasing with radial distance. This result can also be understood as being the counterpart to the different radial gradients for T_h and T_c , the latter one being steeper. However, Figure 5 indicates, as a matter of fact, that the relative number of halo electrons, compared to the one of the core, increases with radial distance.

[22] What about the strahl component? What is the radial evolution of its relative number of electrons? In order to answer this question, we have now to remove the core and halo electrons from the observed distributions, in order to

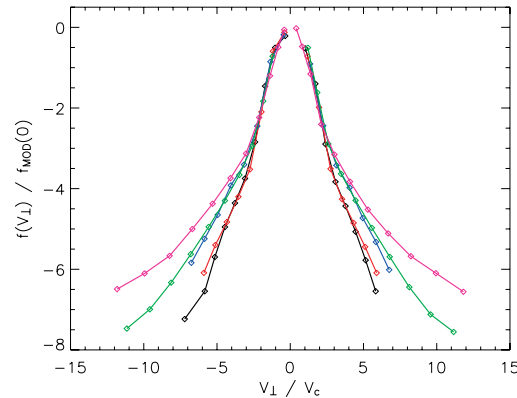


Figure 5. The ratios $ff_{mod}(0)$ are plotted as a function of v_{\perp}/V_c for the different radial distances. As one can see, the normalized core component remains unchanged at all radial distances and the relative number of halo electrons, compared to the one of the core, increases with radial distance.

A09104

MAKSIMOVIC ET AL.: EVOLUTION OF SOLAR WIND ELECTRON DISTRIBUTIONS

A09104

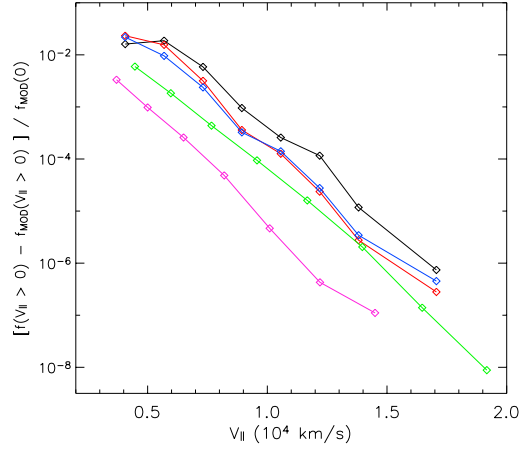


Figure 6. The ratios $[f(v_{\parallel} > 0) - f_{mod}(v_{\parallel} > 0)]/f_{mod}(0)$ are plotted as a function of v_{\parallel} for the different radial distances. This figure illustrates the radial variation of the strahl number density. It can be also noted that the distribution function of the strahl electrons is roughly an exponential function of the particles velocity in the entire radial range from 0.3 to 1.5 AU.

keep only the strahl electrons. This is done by computing $f^* - f_{mod}$, since by definition f_{mod} contains only the core and the halo components. In Figure 6 we therefore plot $[f(v_{\parallel} > 0) - f_{mod}(v_{\parallel} > 0)]/f_{mod}(0)$. This figure illustrates the radial variation of the strahl number density. From Figure 6 it can be firstly noted that the distribution function of the strahl electrons is roughly an exponential function of the particle velocity in the entire radial range from 0.3 to 1.5 AU, since all the plotted cuts are roughly linear in the log-linear plot. Secondly, it can be noted that the importance of the strahl electrons decreases with distance.

[23] It is possible to better quantify the findings we presented from Figures 5 and 6. For this purpose, let us compute directly the strahl number density n_s that we define as:

$$n_s = 2\pi \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \int_0^{\infty} (f^* - f_{mod}) v^2 dv.$$

[24] Since we assume that the strahl component is only present on the angular bins 2, 3 and 4, we have actually performed the numerical integration of the above integral only for these three angular bins, for all the speed bins. Practically, we have taken into account only those (v_i, θ_i) integration bins where the quantity $f^* - f_{mod}$ is found to be positive. This condition is met most of the time, with a few exceptions due to the fact that statistical fluctuations of the electron fluxes on a specific (v_i, θ_i) integration bin can be such, that $f^* - f_{mod}$ happens to be negative. Uncertainties on n_s can also be determined by estimating the error on the angular extension of the strahl. This estimate is made because of the incomplete coverage of the unit sphere in Figure 2. The way the computation of the strahl number

density is done in our fitting procedure is described in Appendix A.

[25] The results of the computation of the strahl number density is presented in Figure 7. We represent the radial variations of the relative number density, or the fraction of the total density, for the core, halo and strahl components, respectively n_c/n_e , n_h/n_e and n_s/n_e , where $n_e = n_c + n_h + n_s$. The behavior of the fractional densities confirms the previous findings of our analysis. The core relative number density remains roughly constant over the whole radial range, even if a somehow abrupt change occurs for the last radial bin. This latter correspond to the Ulysses radial coverage for which the plasma is so tenuous and the core temperature is so low that the corrections of the photoelectrons and spacecraft charging effects probably start to be critical. The fitting procedure for the VDF corresponding to this radial bin yields therefore larger uncertainties. However we still argue that the core relative number density remains constant within the errors bars. This can be clearly seen in Figure 7 where a straight line, representing a constant value of the core relative number density, can be drawn to pass exactly within the error bars and for all the radial bins.

[26] Concerning now the halo and strahl fractional densities, while they are roughly equal between 0.3 AU and 0.5 AU, representing each about 5 to 9% of the total density, they vary clearly oppositely with increasing radial distance. The halo fractional density increases to reach values of 10 to 30% of the total density at 1.5 AU. Concurrently the strahl number density decreases to values of 1 to 2% of the total density. The results in Figure 7 suggest that during the solar wind transport between 0.3 AU

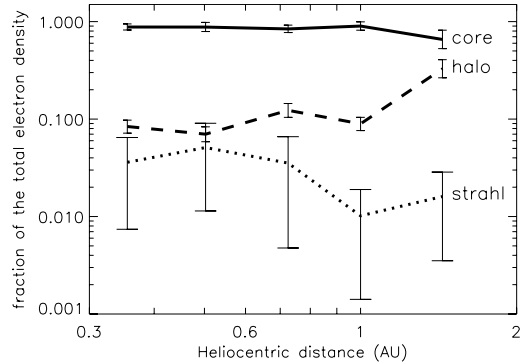


Figure 7. Radial variations of the relative number density, or fractional density, for the core (full line), halo (dashed line), and strahl (dotted line) components, respectively, n_c/n_e , n_h/n_e , and n_s/n_e , where $n_e = n_c + n_h + n_s$. The core relative number density remains roughly constant over the whole radial range. While they are roughly equal between 0.3 and 0.5 AU, the halo and strahl fractional densities vary clearly oppositely with radial distance. These results suggest that during the solar wind transport between 0.3 and 1.5 AU, an important fraction of the strahl electrons may be diffused and transferred to the halo electron population.

A09104

MAKSIMOVIC ET AL.: EVOLUTION OF SOLAR WIND ELECTRON DISTRIBUTIONS

A09104

and 1.5 AU, an important fraction of the strahl electrons may be diffused and transferred to the halo electron population.

4. Conclusions

[27] In the present article we have studied the radial evolution of the electron velocity distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU. For this purpose, we have combined data measured separately by the Helios, Wind and Ulysses spacecraft. We have computed average distributions over radial bins and normalized them to remove the effects of the solar wind expansion. As a first step, we have modeled only the core and halo components by excluding the angular portion of the distributions where the strahl is present. Then we have removed the core and halo electrons from the observed distributions in order to model the strahl alone. This technique has allowed us to compute the relative number density or fraction of the total density for the core, halo and strahl components. We have observed that, while the core fraction remains roughly constant with radial distance, the halo and strahl fraction densities vary oppositely with distance. The relative number of halo electrons is increasing while the relative number of strahl electrons is decreasing. Therefore we have provided, for the first time, evidence that the heliospheric electron halo population consist partly of electrons that have been scattered out of the strahl.

[28] Given the low level of collisionality for the strahl electrons, the mechanism that can explain their scattering involves necessarily particle/wave interactions or large-scale field inhomogeneities. For instance whistler heat flux instability, using the linear Vlasov theory has been extensively studied in the solar wind [see *Gary and Li, 2000*, and references therein]. Nevertheless, a comprehensive model that explains the scattering of the strahl electrons is still needed.

[29] Finally, even if it appears from the present study that the halo component of the solar wind electrons may originate from the strahl, a question remains: What is the exact origin of the strahl. Does it exist already in the corona? Does it play a role in the solar wind acceleration mechanisms? Is it a by-product of the acceleration itself and if so, at what radial distance is it formed? The answers to these questions may have to wait a space probe to visit the solar wind acceleration region of the corona.

Appendix A: Fitting Procedure for the Electron Distribution Functions

[30] As described in section 3.1, we use as the best fit to the core + halo part of the observed electron VDFs the sum of a bi-Maxwellian for the core population plus a bi-kappa for the halo, $f_{mod}(v_{||}, v_{\perp}) = f_c(v_{||}, v_{\perp}) + f_h(v_{||}, v_{\perp})$. Fittings of this kind are not easy to carry out. For instance the break-point energy (E_B) between the core and halo component is not determined in a straightforward manner by the minimization of the χ^2 function. Since we wish to model each of the core, halo and strahl components independently of each other, we preselect the data from a visual inspection and applied the following procedure.

[31] First of all, we plot for each of the five radial bins the observed electron fluxes as a function of the electron energy,

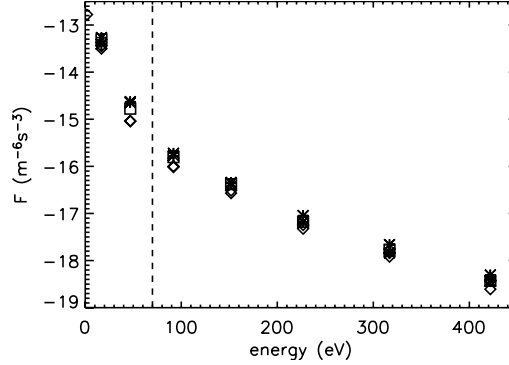


Figure A1. Observed electron fluxes as a function of the electron energy, for the radial bin 3 (0.7–0.75 AU). The diamonds, stars, and squares represent the electron fluxes for, respectively, the angular bins 1 and 5 (the \perp direction), the angular bins 6 and 8, and the angular bin 7 (the \parallel anti-sunward direction); that is, all the angular bins which do not contain the strahl population. The break-point energy between the core and the halo components, E_B , is indicated by the vertical dashed line. The core component corresponds to all energies lower than E_B , while the halo component correspond to the energies larger than E_B .

for all the angular bins which do not contain the strahl population, that is for all the bins except bins 2, 3 and 4 in Figure 2. The purpose of doing such is that for a Maxwellian distribution, the flux in a log scale is directly proportional to the energy times $-1/k_B T$. Therefore on such a plot E_B should appear as a break on the slopes of the respective core and halo electron fluxes. Figure A1 shows an example of such a plot. In this figure, we display the data for the radial bin 3 (0.7 to 0.75 AU). The diamonds, stars and squares represent the electron fluxes for, respectively, the angular bins 1 and 5 (the \perp direction), the angular bins 6 and 8 and the angular bin 7 (the \parallel anti-sunward direction). From this plot, E_B appears clearly from a visual examination. It is indicated by the vertical dashed line. The core component correspond to all energies lower than E_B , while the halo component correspond to the energies larger than E_B .

[32] Once we select the observed fluxes corresponding to the core population, we fit them with the bi-Maxwellian model $f_c(v_{||}, v_{\perp})$ defined in section 3.1, using a classical χ^2 minimization scheme. When doing that, we assume that the contribution of the halo component to the total distribution is negligible. Actually the error we make in neglecting the halo contribution is of the order of f_h/f_c . In the velocity range corresponding to the core electrons this latter quantity is typically of the order of $(n_h/n_c) \times (T_c/T_h)^{3/2}$, that is ranging from roughly 2 to 5%.

[33] Once we have fitted the core population, we remove the obtained $f_c(v_{||}, v_{\perp})$ model from the observed distributions. We assume that this remaining part of the observed distribution is the halo component. We then fit this remaining part, from E_B to the maximum observed electron energy, with the bi-kappa model $f_h(v_{||}, v_{\perp})$ defined in section 3.1.

A09104

MAKSIMOVIC ET AL.: EVOLUTION OF SOLAR WIND ELECTRON DISTRIBUTIONS

A09104

[34] Finally, we remove the obtained $f_{mod}(v_{\parallel}, v_{\perp}) = f_c(v_{\parallel}, v_{\perp}) + f_h(v_{\parallel}, v_{\perp})$ model from the whole observed distribution function and compute, from the remaining part and for the angular bins 1, 2 and 3, the strahl's number density as described in section 3.2.

[35] **Acknowledgments.** Shadia Rifai Habbal thanks C. Vocks and Adolfo F. Vinas for their assistance in evaluating this paper.

References

- Bame, S. J., et al. (1992), The Ulysses solar wind plasma experiment, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, *92*, 237.
- Chiuderi, C., and F. Chiuderi Drago (2004), Effect of suprathermal particles on the quiet Sun radio emission, *Astron. Astrophys.*, *422*, 331–336, doi:10.1051/0004-6361:20035787.
- Dorelli, J. C., and J. D. Scudder (2003), Electron heat flow in the solar corona: Implications of non-Maxwellian velocity distributions, the solar gravitational field, and Coulomb collisions, *J. Geophys. Res.*, *108*(A7), 1294, doi:10.1029/2002JA009484.
- Esser, R., and R. J. Edgar (2000), Reconciling Spectroscopic electron temperature measurements in the solar corona with in situ charge state observations, *Astrophys. J.*, *532*, L71–L74.
- Feldman, W. C., J. R. Asbridge, S. J. Bame, M. D. Montgomery, and S. P. Gary (1975), Solar wind electrons, *J. Geophys. Res.*, *80*, 4181–4196.
- Gary, S. P., and H. Li (2000), Whistler heat flux instability at high beta, *Astrophys. J.*, *529*, 1131–1135.
- Gosling, J. T., R. M. Skoug, and W. C. Feldman (2001), Solar wind electron halo depletions at 90 pitch angle, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 4155–4158.
- Hammond, C. M., W. C. Feldman, D. J. McComas, J. L. Phillips, and R. J. Forsyth (1996), Variation of electron-strahl width in the high-speed solar wind: ULYSSES observations, *Astron. Astrophys.*, *316*, 350–354.
- Issautier, K., N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, and S. Hoang (1998), Solar wind radial and latitudinal structure: Electron density and core temperature from ULYSSES thermal noise spectroscopy, *J. Geophys. Res.*, *103*, 1969.
- Ko, Y. K., J. Geiss, and G. Lockner (1998), On the differential ion velocity in the inner solar corona and the observed solar wind ionic charge states, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,539–14,546.
- Landi, S., and F. G. E. Pantellini (2001), On the temperature profile and heat flux in the solar corona: Kinetic simulations, *Astron. Astrophys.*, *372*, 686–701.
- Leubner, M. P. (2002), A nonextensive entropy approach to kappa-distributions, *Astrophys. Space Sci.*, *282*, 573–579.
- Lie-Svendsen, V. H., H. Hansteen, and E. Leer (1997), Kinetic electrons in high-speed solar wind streams: Formation of high-energy tails, *J. Geophys. Res.*, *102*, 4701–4718.
- Lin, R. P., et al. (1995), A three-dimensional plasma and energetic particle investigation for the Wind spacecraft, *Space. Sci. Rev.*, *71*, 125.
- Maksimovic, M., V. Pierrard, and J. Lemaire (1997a), A kinetic model of the solar wind with Kappa distribution functions in the corona, *Astron. Astrophys.*, *324*, 725–734.
- Maksimovic, M., V. Pierrard, and P. Riley (1997b), Ulysses electron distributions fitted with Kappa functions, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 1151–1154.
- Maksimovic, M., S. P. Gary, and R. M. Skoug (2000), Solar wind electron suprathermal strength and temperature gradients: Ulysses observations, *J. Geophys. Res.*, *105*, 18,337.
- Maksimovic, M., V. Pierrard, and J. Lemaire (2001), On the exospheric approach for the solar wind acceleration, *Astrophys. Space Sci.*, *277*, 181–187.
- McComas, D. J., S. J. Bame, W. C. Feldman, J. T. Gosling, and J. L. Phillips (1992), Solar wind halo electrons from 1–4 AU, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 1291.
- Montgomery, M. D., S. J. Bame, and A. J. Hundhausen (1968), Solar wind electrons: Vela 4 measurements, *J. Geophys. Res.*, *73*, 4999–5003.
- Pierrard, V., M. Maksimovic, and J. Lemaire (1999), Electronic velocity distribution functions from the solar wind to the corona, *J. Geophys. Res.*, *104*, 17,021–17,032.
- Pierrard, V., M. Maksimovic, and J. Lemaire (2001), Self-consistent model of solar wind electrons, *J. Geophys. Res.*, *106*, 29,305–29,312.
- Pilipp, W. G., H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, K.-H. Muhlhauser, H. Rosenbauer, and R. Schwenn (1987), Characteristics of electron distribution functions in the solar wind derived from the Helios plasma experiment, *J. Geophys. Res.*, *92*, 1075.
- Pinfield, D. J., F. P. Keenan, M. Mathioudakis, K. J. H. Phillips, W. Curdt, and K. Wilhelm (1999), Evidence for non-Maxwellian electron energy distributions in the solar transition region: Si III line ratios from SUMER, *Astrophys. J.*, *527*, 1000–1008.
- Rosenbauer, H., et al. (1977), A survey on initial results of the Helios plasma experiment, *J. Geophys. Res.*, *82*, 561.
- Salem, C., J.-M. Bosqued, D. E. Larson, A. Mangeney, M. Maksimovic, C. Perche, R. P. Lin, and J.-L. Bougeret (2001), Determination of accurate solar wind electron parameters using particle detectors and radio wave receivers, *J. Geophys. Res.*, *106*, 21,701.
- Schwenn, R., H. Rosenbauer, and H. Miggenrieder (1975), Das Plasmaexperiment auf Helios (E1), *Raumfahrtforschung*, *19*, 226.
- Scime, E. E., J. L. Phillips, and S. J. Bame (1994), Effects of spacecraft potential on three-dimensional electron measurements in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *99*, 14,769.
- Shoub, E. C. (1983), Invalidity of local thermodynamic equilibrium for electrons in the solar transition region. I - Fokker-Planck results, *Astrophys. J.*, *266*, 339–369.
- Vinas, A. F., H. K. Wong, and A. J. Klimas (2000), Generation of electron suprathermal tails in the upper solar atmosphere: Implications for coronal heating, *Astrophys. J.*, *528*, 509–523.
- Vocks, C., and G. Mann (2003), Generation of suprathermal electrons by resonant wave particle interaction in the solar corona and wind, *Astrophys. J.*, *593*, 1134–1145.
- Zouganelis, I., M. Maksimovic, N. Meyer-Vernet, H. Lamy, and K. Issautier (2004), A transonic collisionless model of the solar wind, *Astrophys. J.*, *606*, 542–554.
- J.-Y. Chaufray, Service d'Aéronomie du CNRS, Route des Gatines, BP 3, F-91371 Verrières Le Buisson, France.
- K. Issautier, M. Maksimovic, and I. Zouganelis, LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon cedex, France. (milan.maksimovic@obspm.fr)
- R. P. Lin and C. Salem, Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, 7 Gauss Way, 7450, Berkeley, CA 94720-7450, USA.
- J. E. Littleton and E. E. Scime, Department of Physics, West Virginia University, P.O. Box 6315, Morgantown, WV 26506, USA.
- E. Marsch, Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Max-Planck-Strasse 2, D-37191 Katlenburg-Lindau, Germany.
- D. J. McComas and H. Elliott, Space Science and Engineering Division, Southwest Research Institute, P.O. Drawer 28510, San Antonio, TX 78228-0510, USA.

Annexe F

Autres publications

Sommaire

F-1	A new exospheric model of the solar wind acceleration : the transonic solutions	131
F-2	Acceleration of the solar wind : kinetic models and effect of Coulomb collisions	137
F-3	Solar wind electron temperature and density measurements on the Solar Orbiter with thermal noise spectroscopy	145

F-1 A new exospheric model of the solar wind acceleration : the transonic solutions

I. Zouganelis, M. Maksimovic, N. Meyer-Vernet, H.Lamy, V. Pierrard

(publié en 2003 dans Solar Wind Ten Proceedings, 315)

A new exospheric model of the solar wind acceleration: the transonic solutions

I. Zouganelis*, M. Maksimovic*, N. Meyer-Vernet*, H. Lamy† and V. Pierrard‡

*LESIA, Observatoire de Paris, CNRS FRE2461, 92195 Meudon, France

†Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique, Brussels, Belgium

Abstract. This paper presents basic issues for the solar wind acceleration with a collisionless model when the base of the wind is sufficiently low for the potential energy of the protons to have a maximum, thereby producing a transsonic wind. Using a formulation in terms of the particle invariants of motion, we study the existence of different categories of ion orbits and the consequences on the wind acceleration. We also study how a suprathermal tail in the electrons velocity distribution enhances the wind acceleration and makes the electron temperature increase within a few solar radii.

INTRODUCTION

The exospheric approach of the solar wind acceleration is based on the assumption that the Coulomb collisional mean free path of the particles in the corona is much greater than the density scale height above a given altitude called the exobase. The exobase is therefore usually defined as the altitude where these two characteristic quantities become equal. In these collisionless models, the interplanetary electrostatic field, which pulls electrons inward and accelerates protons outward in order to preserve zero electric charge and current, is calculated self-consistently [2], [5].

In previous models [6], the altitude of the exobase ($> 5R_{\odot}$) was so high that the gravitational attraction on protons was everywhere smaller than the outward electric force, so that the total potential (electric+gravitational) of the protons was decreasing monotonically. This high exobase altitude may be adequate to model the slow solar wind emanating from equatorial regions where the density is high enough. This is not so, however, for the fast solar wind, which emanates from the coronal holes where the exobase is located deeper in the corona. In that case, the gravitational force is stronger than the electric one at the base of the wind so that the total potential energy of the protons is attractive out to some distance where the two forces balance each other. Farther out, the outward electric force dominates. That means that the total potential for the protons is not monotonic, presenting a maximum at a certain distance from the exobase [2]. The existence of this maximum has important consequences on the physics of the wind acceleration (see [8] in this issue) in governing the ion orbits, and is fundamentally associated to the production of a transsonic

wind.

Since the electrostatic potential is determined by the balance of electric charge and current, it is rather sensitive to the velocity distribution function (VDF) of the electrons. Following Scudder's pioneer work [10], recent exospheric models have modelled the electron VDFs with generalized Lorentzian ("kappa") functions in order to allow for the possibility of electron suprathermal tails. Such non-thermal VDFs enable us to obtain increased terminal bulk speeds [6].

In the present paper, we present some basic issues emerging from an exospheric model allowing both a non-monotonic potential and non-maxwellian electron VDFs (see [4] in this issue). We examine in particular how the wind properties vary with the non thermal character of the electrons VDF and set the basis for an improved exospheric description of the solar wind acceleration, which maps particle orbits in terms of the invariants of motion.

NON-MONOTONIC PROTON POTENTIAL ENERGY

As the plasma is assumed to be collisionless, the total energy and the magnetic moment of the particles are conserved, i.e.

$$E = \frac{mv^2}{2} + m\phi_g + Ze\phi_E = cst \quad (1)$$

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = cst \quad (2)$$

where v is the velocity of the particle of mass m , Ze its charge, $\phi_g(r) = -M_{\odot}G/r$ the gravitational potential

and $\phi_E(r)$ the interplanetary electrostatic potential. The total potential energy for the protons is then $\Psi(r) = m\phi_g(r) + e\phi_E(r)$, which reaches a maximum at some radial distance r_{max} . Below this altitude, the gravitational force is larger than the electrostatic one and the total potential is attractive. The opposite is true above r_{max} , forcing all the protons present at these altitudes to escape from the system. Whereas in previous models [6] all protons were escaping, the existence of a maximum allows other kinds of proton trajectories to exist below r_{max} . There are now protons (called “ballistic”) which do not have enough energy to escape from the gravitational well of the Sun and are therefore returning towards it. Another kind of non-escaping protons are the “trapped” ones which do not have enough energy to escape, but whose inclination to the magnetic field lines is large enough that they are reflected by the magnetic mirror force before returning back to the exobase r_0 . Note that there are no particles coming from infinity.

Although previous exospheric models with non-maxwellian electron VDFs at the exobase [6] assumed a monotonic potential energy for the protons, the method of treating non-monotonic potentials for the solar wind had already been developed by Jockers [2] who did not allow for suprathermal electrons.

When dealing with the Vlasov equation, it is convenient to use the total energy E and the magnetic moment μ as primary coordinates. The velocity distribution function can then be written as $f(E, \mu)$ as well as its moments. This choice is very convenient because it removes the spatial dependence of the VDF and only the region of integration (over which the moments are calculated) in $E - \mu$ space changes. The basic problem is the accessibility of the different particle populations in the $E - \mu$ space, described in [3] for an arbitrary potential energy structure.

The conservation laws (1) and (2) determine the region where the function f is defined as:

$$v_{\parallel}^2 \geq 0 \Rightarrow E \geq \mu B(r) + \Psi(r) \quad (3)$$

where $B(r)$ is the magnetic field which is assumed to be radial. The relation (3) defines the line $v_{\parallel} = 0$ for each altitude r ; the distribution function f is defined only above this line. Note that the slope of this line is just the amplitude of the magnetic field B . Figure 1 shows the regions of integration for the different particle populations. The function f is defined at the exobase r_0 only above the corresponding line (0). Escaping protons are present at all altitudes including r_{max} . This means that they are defined above *all* $v_{\parallel} = 0$ lines, a region which corresponds to the upper part of the figure. The filled region corresponds to ballistic protons which cannot escape from r_{max} or lower altitudes. Trapped protons can exist in the region filled of circles as they are not present at r_0 nor at r_{max} .

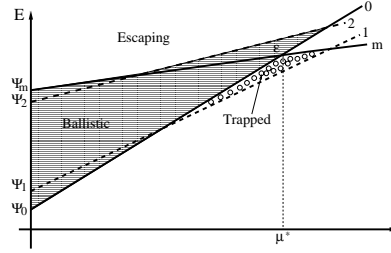


FIGURE 1. Accessibility of the different particle populations in $E - \mu$ space.

Note that if all $v_{\parallel} = 0$ lines are located above the intersection point (E^*, μ^*) between the lines (0) and (m) (with $E^* = \mu^* B_0 + \Psi_0$), there are no trapped protons. We can therefore show that there are no trapped protons at altitudes where:

$$\Psi(r) \geq (\Psi_{max} - \Psi_0) \frac{r_{max}^2}{r^2} \frac{r_0^2 - r^2}{r_0^2 - r_{max}^2} + \Psi_0 \quad (4)$$

As we will see below, there are some cases in which the inequality (4) holds for all r so that no trapped protons exist.

The situation presented in figure 1 is not complete, since only the influence of two altitudes (r_1 and r_2) is shown. Actually we have to take into account the influence of *all* altitudes between the exobase r_0 and r_{max} . In order to simplify the calculations, we make the following assumption. All particles which can be present at both r_0 and r_{max} are considered as escaping. i.e. we consider that the region labelled \mathcal{E} in figure 1 corresponds to escaping particles at r_{max} , instead of ballistic which do not overcome r_2 . This important approximation is used by Jockers as the resulting error in the particle flux is in general less than 1% [2]. However, the errors due to this approximation may be much greater with suprathermal electrons. The relation (4) is valid only with this approximation.

In this paper, this assumption has been made for the protons for two reasons: the induced error is low enough with the chosen parameters and the simplicity of the method enables us to deduce basic aspects of the acceleration physics. The expressions given by Jockers [2] are therefore used for the protons, assuming a maxwellian VDF. An equivalent approach is to perform the integrations of the VDF in the velocity space [5]. This is leading to the same results as our approximative model (see [4] in this issue).

SUPRATHERMAL ELECTRONS

For the electrons, the situation is much simpler since their total potential energy ($\approx -e\phi(r)$) is monotonically increasing with distance. The attractive potential allows the three kinds of particle orbits (escaping, ballistic and trapped) to be present at all altitudes (see [8] in this issue).

In the solar wind, the electron distributions are observed to have important high velocity tails and the most convenient way to fit them is with kappa functions [7], which play an important role in accelerating the wind by a strong filtration mechanism [10].

The electrons VDFs in the corona might also be non-maxwellian. The fundamental reason is that fast electrons collide much less frequently than slow ones because of their greater free path, so that they cannot relax to the equilibrium maxwellian distribution. This is why electron VDFs could have suprathermal tails, although the core distribution should be closer to a maxwellian. Recent exospheric models have therefore used kappa VDFs at the exobase [6] given by the expression

$$f_{ke} = \frac{n_{e0}}{(\pi\kappa v_{th}^2)^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa v_{th}^2}\right)^{-(\kappa+1)} \quad (5)$$

where the thermal speed is defined by $v_{th} = \left(\frac{2\kappa-3}{\kappa} \frac{k_B T_e}{m_e}\right)^{1/2}$. This function tends to a maxwellian when $\kappa \rightarrow \infty$.

In our model we use this electron distribution, with the expressions of the moments given by [9]. Note, however, that the value of κ in eq.(5), which represents the non thermal character, remains constant with altitude, which does not seem to agree with recent observations [1]. We use this distribution as a first step to represent suprathermal tails, having in mind that a more realistic VDF could be a sum of two maxwellians [8] (which, however, needs one more free parameter) or a superposition of a maxwellian and a truncated power law. We will return to this point below.

RESULTS AND DISCUSSION

As in previous exospheric models, the electrostatic potential is calculated by imposing the quasi-neutrality and by equalizing the electron and proton fluxes at all altitudes [2],[6]. In order to study the basic physics and since the exobase location is defined from parameters which are not accurately known, we put the exobase at $r_0 = 1R_\odot$. This stands as an approximation for a more realistic value which should be slightly higher and has no important qualitative impact on the results. The initial temperature values at the exobase are taken as $T_{e0} = 10^6 K$ and

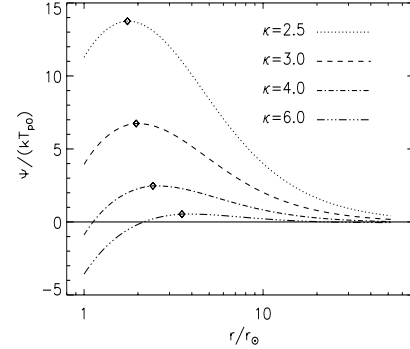


FIGURE 2. Total proton potential energy for different values of $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0$ and 6.0 . The energy is normalized in $k_B T_{p0}$. The maximum in each case is designated by the diamond.

$T_{p0} = 2T_{e0}$. The total potential energy for the protons is shown in figure 2 for different values of κ ranging from $\kappa = 6$ to $\kappa = 2.5$, a case with a conspicuous suprathermal tail. We can see that the value of the maximum of potential increases as κ decreases. This is because with more suprathermal electrons, a stronger electric potential is needed to preserve quasi-neutrality. Note also that r_{max} increases with increasing κ . In any case the potential tends to zero at large distances.

When the electric potential is known, the bulk speed can be calculated at all distances [6]. This is shown in figure 3 for the same values of κ as in fig.2. It can be seen that a high terminal bulk speed ($>700\text{km/s}$) is obtained when the suprathermal electron tail is conspicuous ($\kappa = 2.5$). This is due to the large value of the maximum in ion potential energy ($\approx 14k_B T_{p0}$), which is transformed into kinetic energy of the escaping protons as they are accelerated above r_{max} . An important remark is that the major part of this high terminal bulk speed is obtained within small distances ($\approx 10R_\odot$) which is due to the high acceleration represented by the important slope of the potential after r_{max} .

The large suprathermal tail assumed has another important consequence. It makes the electron temperatures increase considerably up to a maximum ($\approx 7 \times 10^6 K$) within a few solar radii. This maximum in electron temperature is smaller for larger values of κ and disappears as $\kappa \rightarrow \infty$ as shown in fig.4. This heating is a direct consequence of filtration of the non maxwellian VDF by the attracting potential [10]. A problem with the ϵ region approximation is a discontinuity in the calculated proton temperatures obtained just above r_{max} . The same

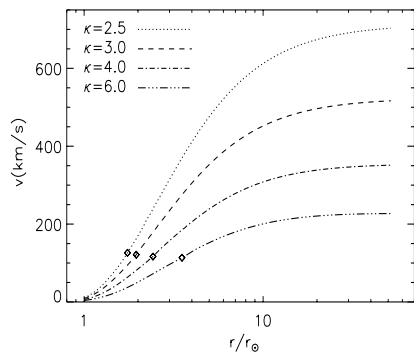


FIGURE 3. Solar wind bulk speed for different values of $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0$ and 6.0 . The potential maximum location in each case is designated by the diamond.

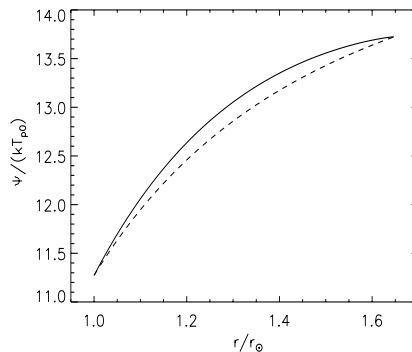


FIGURE 5. Calculated values (full line) of the total proton potential energy between r_0 and r_{max} for $\kappa = 2.5$. The dashed line corresponds to the right hand side of the expression (4).

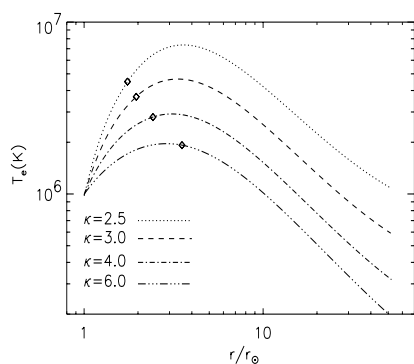


FIGURE 4. Electron temperatures for different values of $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0$ and 6.0 . The potential maximum location in each case is designated by the diamond.

problem was present in Jockers' models [2] and could be probably eliminated with the implementation of a generalized model with no assumption regarding the ε region (fig.1).

The $E - \mu$ formalism enables us to examine whether trapped protons are present. In figure 5 the dashed line represents the right hand side of eq.(4) between r_0 and r_{max} for $\kappa = 2.5$, whereas the full line corresponds to the calculated $\Psi(r)$ values. We can see that the inequality (4) holds for all r , which means that there are no trapped protons. This result is very important as it shows that trapped

protons are not necessary to produce a wind, when the electron VDFs are highly non-thermal. This no longer holds when the distribution is close to a maxwellian as the two lines intersect in the space (r_0, r_{max}) for the case $\kappa = 6$. Trapped protons are present up to the intersection point and there are only ballistic (and escaping) ones beyond it. The presence or not of trapped particles is an important issue as they are ad hoc populated in fully collisionless models.

Note, finally, that our results suggest that the Kappa velocity distribution may not be adequate to model VDF having suprathermal tails in the corona. Indeed, producing large enough speeds requires unrealistically small values of κ , which, furthermore, yield an electron temperature increase much larger than observed. Alternatively, more realistic values of κ produce an electron temperature increase close to the observed values, but a too small terminal velocity. A future study will include more realistic non thermal distributions.

REFERENCES

1. Esser R., Edgar R.J. et al., *Ap. J.*, **532**, L71 (2000)
2. Jockers K., *Astron. Astrophys.*, **6**, 219 (1970)
3. Khazanov G. et al. *J. Geophys. Res.* **103**, 6871(1998)
4. Lamy et al, *Solar Wind 10*,(2002)
5. Lemaire J., Scherer M., *J. Geophys. Res.* **76**, 7479 (1971)
6. Maksimovic M. et al., *Astron. Astrophys.* **324**, 725 (1997)
7. Maksimovic M. et al. *Geophys. Res. Let.* **24**, 1151(1997)
8. Meyer-Vernet et al, *Solar Wind 10*,(2002)
9. Pierrard V., Lemaire J., *J. Geophys. Res.* **101**, 7923 (1996)
10. Scudder J.D., *Ap. J.* **398**, 299-318, 1992

F-2 Acceleration of the solar wind : kinetic models and effect of Coulomb collisions

I. Zouganelis, N. Meyer-Vernet, S. Landi, M. Maksimovic, F. Pantellini

(sous presse dans Solar Wind Eleven Proceedings)

ACCELERATION OF THE SOLAR WIND: KINETIC MODELS AND EFFECT OF COULOMB COLLISIONS

I. Zouganelis¹, N. Meyer-Vernet¹, S. Landi², M. Maksimovic¹, and F. Pantellini¹¹LESIA - Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon cedex, France²Dipartimento di Astronomia e Scienza dello Spazio, Largo Enrico Fermi 2, 50125 Firenze, Italy

ABSTRACT

One of the basic properties of the solar wind, that is the high speed of the fast wind, is still not self-consistently explained. This is mainly due to the theoretical difficulty of treating weakly collisional plasmas. The fluid approach implies that the medium is collision dominated and that the particle velocity distributions are close to Maxwellian. However the electron velocity distributions observed in the solar wind depart significantly from Maxwellian, indicating the limited validity of this hypothesis. In this work, we present a review of new results obtained over a wide range of parameters with two basically different models: a) a kinetic collisionless model (called exospheric) and b) a numerical simulation including collisions. Both models assume electron velocity distributions in the corona with suprathermal tails, but make no assumption on the heat flux, which is calculated self-consistently. We show that both approaches yield a similar variation of the wind speed with the basic parameters, producing the high speeds of the fast solar wind.

1. INTRODUCTION

In spite of the success of the fluid models in explaining the supersonic solar wind, it is still not known how the fast wind is accelerated to speeds up to 800 km s^{-1} (as measured by Ulysses e.g. McComas et al. (1998)) and how the energy is transported. This is mainly due to a major theoretical difficulty of treating such weakly collisional plasmas. In fact, the Knudsen number, which is defined as the ratio of the particle mean free path to the density scale height, is close to unity at Earth's orbit and larger than 10^{-3} in the fast wind acceleration region. In this case, the classical heat conduction formulation (Spitzer and Harm, 1953) breaks down (Shoub, 1983), and the low level closing of the infinite hierarchy of MHD equations is hard to justify (see Parks (2004)).

Furthermore the electron velocity distribution functions (VDFs) in the solar wind are not Maxwellian. They exhibit high energy (nonthermal) tails that have been mod-

eled by a halo Maxwellian population (Feldman et al., 1975) or, more recently, by the power-law part of a generalized Lorentzian or Kappa function (Maksimovic et al., 1997b). These tails can develop even in moderately collisional plasmas as a result of the rapid increase of the particle free paths with speed ($\propto v^4$). The existence of such electron velocity distribution functions in the upper chromosphere has been suggested by Scudder to be the reason for the rapid rising of the temperature in the chromosphere-corona transition region through the mechanism of gravitational velocity filtration (Scudder, 1992). Indeed, there is an increasing amount of observational evidence showing that nonthermal VDFs may exist in the corona and even in the high chromosphere (Esser and Edgar, 2000; Chiuderi and Chiuderi Drago, 2004). Some theoretical works on the possible generation mechanisms of such nonthermal electron distributions in the chromosphere (Viñas et al., 2000) and the corona (Vocks and Mann, 2003) have been published. Others have been trying to show that Kappa distributions can be a natural, and quite general, state of weakly collisional plasmas and not merely a convenient mathematical way of describing non thermal velocity distribution functions (Ma and Summers, 1999; Treumann, 1999; Collier, 2004).

Investigating the effects of nonthermal distributions in the corona requires a kinetic approach. The simplest one is the exospheric model. Despite being nearly half a century old, these models have only recently been brought to the point of being able to provide transonic wind solutions using non-Maxwellian VDFs for the electrons (Zouganelis et al., 2004). However, the collisionless assumption may appear as a strong intrinsic limitation of these models. Indeed, recent kinetic simulations, taking into account binary collisions between particles (Landi and Pantellini, 2003), suggest that collisions might be an important ingredient for accelerating the wind to supersonic speeds, even though this latter work does not consider nonthermal electron VDFs. It is important to emphasize that these models do neither include the effects of plasma instabilities nor any kind of wave-particle interaction which are sometimes invoked to be a fundamental ingredient in the wind acceleration process (see e.g. Lie-Svendsen et al. (2001)). Given that the real importance of these effects is not yet established, they will be neglected

in this work.

In this paper we present a review of exospheric models and compare their results to those of new simulations based on Landi and Pantellini (2003) using Kappa distributions for the electrons. We will show that both models yield similar wind speeds under a wide range of conditions. A common characteristic of both exospheric models and kinetic simulations is that, unlike fluid models, no assumption on energy transport has to be made: the heat flux is completely self-consistent. A detailed comparison of the results from both exospheric models and collisional kinetic models will be presented and discussed.

2. EXOSPHERIC MODELS AND KINETIC SIMULATIONS

In exospheric or kinetic collisionless models of stellar atmospheres, the plasma is assumed to be completely collisionless beyond a given altitude, called the exobase. In principle, the collisionless nature of the plasma above the exobase allows to compute, for each particle species, the VDF at any arbitrary height as a function of the VDF at the exobase, by means of Liouville's theorem and the requirement of energy and magnetic moment conservation. However, the task is not trivial because of the electric field profile needed to ensure local quasi-neutrality and zero current is an unknown of the problem which has to be determined self-consistently. The electric field arises because of the small electron-to-proton mass ratio which makes it easier for an electron, compared to a proton of same energy, to escape from the star. In short, the electric force must be directed toward the star for the electrons and away from the star for the protons. This field is thus responsible for the strong outward acceleration of the protons.

The first models of this kind (Jockers, 1970; Lemaire and Scherer, 1971) were based on Maxwellian VDFs for the electrons and were unable to reproduce the observed velocities of the fast solar wind unless extremely high, and unrealistic, coronal temperature were assumed. Years later, it became possible to reproduce the high speeds of the fast solar wind by assuming Kappa distributions at the exobase (Maksimovic et al., 1997a); this is because the suprathermal electrons tend to increase the flux of escaping electrons and therefore produce a larger accelerating electric potential for the protons. These early models assumed that the total proton potential energy (gravitational + electrostatic) is a monotonic decreasing function of the radial distance to the star. As a consequence, the exobase was implicitly assumed to be located close to the subsonic-supersonic transition level.

Recently, the model has been generalized by Lamy et al. (2003) and Zouganelis et al. (2004) by relaxing the requirement of the proton potential energy being monotonic. These authors found complete transonic solutions describing both the subsonic and the supersonic regimes of the fast solar wind. The basic outcome of this model

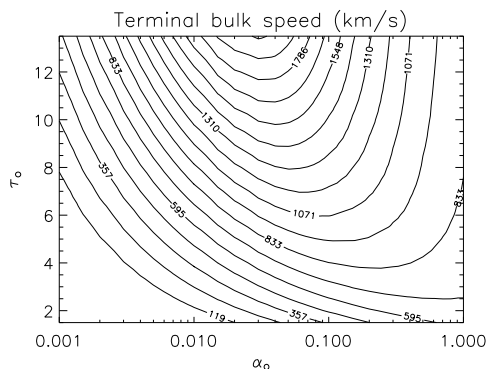


Figure 1. Contours of the terminal bulk speed (at 1AU) for a sum of a Maxwellian core and a Kappa halo with $\kappa = 2.5$ for the electrons as a function of α_0 and τ_0 at the exobase. [Adapted from Zouganelis et al. 2004]

is a high value of the terminal bulk speed (700-800 km s^{-1}), compatible with observed fast solar wind speeds, by assuming a Kappa VDF for the high energy electrons at the exobase without any assumption on energy transport. It is noteworthy that this result is not an artifact of the use of Kappa functions. Zouganelis et al. (2004) were able to obtain similar results assuming a sum of two Maxwellian, which is the most commonly used model to represent the electron VDFs in the solar wind. The Kappa functions are then considered just as a convenient tool to model the solar wind distributions. Indeed, if n_{c0} and T_{c0} are respectively the electron density and temperature at the exobase for the cold (core) component and n_{h0} and T_{h0} are the same quantities for the hot (halo) component, we can define their relative importance by two parameters: $\alpha_0 = n_{h0}/n_{c0}$ and $\tau_0 = T_{h0}/T_{c0}$. In Fig.1 we show results for a sum of a Maxwellian core and a Kappa halo with $\kappa = 2.5$. The temperatures at the exobase are assumed to be $T_{e0} = 10^6$ K for the electrons and $T_{p0} = 2T_{e0}$ for the protons, in the range of values observed in coronal holes (Cranmer, 2002). The diagram shows contours of the terminal bulk speed (at 1AU) as function of α_0 and τ_0 , where we can see that this kind of VDF is able to explain the values of the fast wind speed (700 – 800 km s^{-1}) even with just a few percent of hot electrons.

Landi and Pantellini (2003) have presented self-consistent kinetic simulations of a stationary solar type wind using Maxwellian VDFs for the protons and the electrons. The model is spatially one dimensional and spherical symmetric, but particles' velocities are three dimensional. In order to allow for binary collisions, the following rule has been introduced: two particles crossing each other at relative velocity u at a distance r from the star may undergo an isotropic elastic collision with probability $\propto u^{-4}r^{-2}$. The u^{-4} dependence of the collision probability mimics the velocity dependence of the scattering cross section for Coulomb collisions, whereas

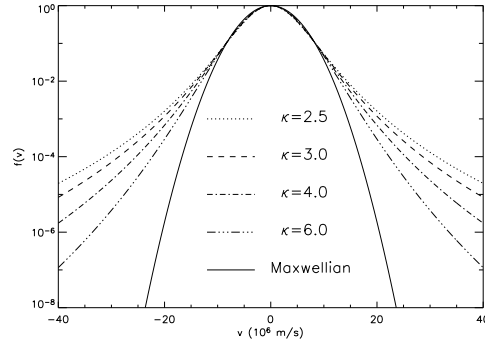


Figure 2. Several examples of Kappa functions with $\kappa = 2.5, 3.0, 4.0$ and 6.0 , all normalized to the same value at $v = 0 : f(0) = 1$. In the limit $\kappa \rightarrow \infty$, the functions tend to a Maxwellian (solid line).

the r^{-2} dependence accounts for the spherical geometry of the problem. The transport properties of such a plasma have been shown to be similar to those of a Fokker-Planck plasma (Pantellini and Landi, 2001; Landi and Pantellini, 2001). These kinetic simulations have shown that the existence of a transonic wind requires a minimum collisionality near the sonic point. In other words, the coronal density must exceed a threshold density for the wind acceleration to be sufficiently strong for the distant wind to be supersonic. It was also shown that the electron heat flux departs from the classical value (Spitzer and Harm, 1953) in most of the acceleration region. In the next section we present new results from this model using Kappa VDFs for the electrons and the real value of the proton to electron mass ratio, unlike Landi and Pantellini (2003) who used a reduced mass ratio of 400 for computational reasons.

3. RESULTS

In both the exospheric models and the kinetic simulations, we use a Kappa velocity distribution defined as:

$$f_{\kappa}(v) = \frac{n_{e0}}{(\pi\kappa v_{\kappa}^2)^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa v_{\kappa}^2}\right)^{-(\kappa+1)} \quad (1)$$

where $\Gamma(x)$ is the Gamma function. The equivalent Kappa temperature T_{κ} (defined from the second moment of the VDF, as the ratio between pressure and density) is related to the thermal speed v_{κ} by:

$$T_{\kappa} = \frac{\kappa}{2\kappa-3} \frac{m_e v_{\kappa}^2}{k_B} \quad (2)$$

where k_B is the Boltzmann constant and m_e the electron mass. Fig.2 displays various examples of Kappa functions for $2.5 \leq \kappa < \infty$. They are all normalized to the same value at $v = 0 : f(0) = 1$. For speeds smaller

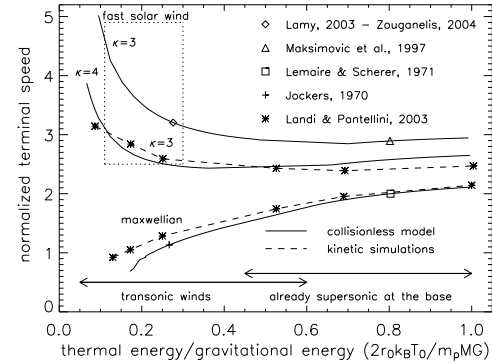


Figure 3. Terminal speed normalized to the thermal speed either at the exobase (exospheric model) or the lower boundary (kinetic model with collisions) as a function of the dimensionless parameter α for different models. [Adapted from Zouganelis et al. 2005]

or comparable to v_{κ} , the Kappa distribution is close to a Maxwellian having the same most probable speed v_{κ} . In contrast, for $v \gg v_{\kappa}$, the Kappa distribution decreases with v as a power law ($f_{\kappa} \propto v^{-2(\kappa+1)}$). In the limit $\kappa \rightarrow \infty$, $f_{\kappa}(v)$ reduces to a Maxwellian distribution ($\propto e^{-v^2/v_{\kappa}^2}$). Note that when electron distributions measured in the solar wind are fitted with Kappa functions, the parameter κ ranges from 2 to 5 (Maksimovic et al., 1997b).

Besides the shape of the velocity distribution, the physical state of the corona at heliocentric distance r_0 (exobase) is characterized by a key parameter: the ratio of the thermal energy of a proton to its gravitational energy

$$\alpha \equiv \frac{2v_{th0}^2}{v_{esc}^2} = \frac{2r_0 k_B T_0}{m_p M G} \propto r_0 T_0 \quad (3)$$

where M is the mass of the star and T_0 is the temperature at the base of the wind, assumed for simplicity to be the same for electrons and protons. In this case, the wind profiles can only depend on α and on the shape of the VDF.

Fig.3 summarizes our results. It shows the terminal bulk speed normalized to the thermal speed at the exobase as a function of α for different values of κ . Results are shown for the exospheric model (full lines) and kinetic simulations (dashed lines). The rectangle in the upper left part of the figure covers the parameter space compatible with observational data for the fast solar wind. When α is large, the corona “explodes” and the wind starts at nearly supersonic velocity. This is the case studied by Lemaire and Scherer (1971) with a Maxwellian VDF and by Maksimovic et al. (1997a) with a Kappa VDF. For smaller values of α , the gravitational force holds most of the protons back up to a radial distance where their potential energy goes through a maximum and where the wind is already

supersonic. This case has been studied by Jockers (1970) with a maxwellian VDF and by Lamy et al. (2003) and Zouganelis et al. (2004) with a Kappa VDF, a sum of two maxwellian and a sum of a maxwellian and a kappa function. The transition between a transonic and a supersonic wind takes place at $\alpha = 0.5$ in the traditional Parker's model and at a slightly different value in the present models.

Note that the points in Fig.3 are *based on* the publications that they refer to, but are not the explicit results of these publications. They are mainly illustrating the different validity range of these works. All exospheric curves (full lines) were obtained using the model by Zouganelis et al. (2004). The simulation curves (dashed lines) were obtained using the model by Landi and Pantellini (2003) generalized to allow for Kappa electron VDFs as a boundary condition at the lower boundary of the simulation domain.

Solutions of the exospheric problem are simple for the case where the wind is already supersonic at the exobase, since in this case the proton potential energy (gravitational + electrostatic) is a monotonic decreasing function of the radial distance r . Any proton injected at the exobase is then doomed to escape to infinity and, both, the terminal speed and the asymptotic temperatures can be calculated analytically (Meyer-Vernet and Issautier, 1998). If the wind velocity at the exobase is subsonic (the solar wind case), a local maximum appears in proton potential energy profile. In that case, only a fraction of the protons injected at the exobase are able to escape to infinity. However, the acceleration is found to be weaker than in the case of a supersonic start at the exobase, because the potential well of the particles is deeper compared to their thermal energy (Zouganelis et al., 2004).

When Kappa VDFs are used for the electrons, a larger acceleration is attained as we can see in the curves based on Maksimovic et al. (1997a) and Lamy et al. (2003)-Zouganelis et al. (2004) for $\kappa = 3$. For small values of α (subsonic at the exobase), the speed increases as α decreases, which means that the acceleration can be stronger for a lower temperature. This basic difference from the Maxwellian case is presumably due to the fact that the acceleration is mainly sustained by the excess of suprathermal electrons of the Kappa distribution and less dependent on the thermal energy.

The dashed curves in Fig.3 stem from kinetic simulations with collisions. When Maxwellian electron VDFs are injected at the lower boundary of the simulation, the results are remarkably similar to those obtained using Maxwellian distributions in the exospheric model. This means that neglecting collisions in the exospheric models has no significant consequences on the terminal bulk speed. When injecting Kappa electron VDFs at the lower boundary, the curves from the kinetic simulations with collisions are slightly different from those obtained with the corresponding exospheric model, but the qualitative behavior is similar (normalized terminal speed decreasing with α). In this case there is always some value of

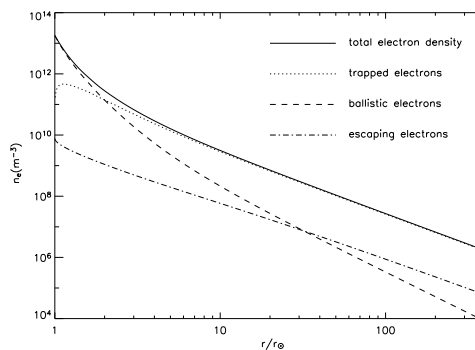


Figure 4. Electron density profile (solid line) for $\kappa = 2.5$. The other lines show the contributions of the different electron populations. Note that trapped electrons (dotted line) become predominant beyond a few solar radii.

κ for the exospheric model giving the same results, in a large range of α , as the kinetic simulations with a lower κ . As we can see, the kinetic simulations with $\kappa = 3$ give almost the same results as the exospheric model for $\kappa = 4$ for fast solar wind compatible parameters (although this does not imply a general rule). This suggests that collisions tend to reduce the wind acceleration for a given kappa distribution.

However, the agreement between exospheric collisionless models and kinetic simulations with collisions is rather surprising. Indeed, the main criticism usually raised against exospheric models is their neglect of collisions. The relative agreement between exospheric model and kinetic model including collisions may be explained by the presence of trapped electrons in exospheric models. These electrons do not have enough energy to escape from the Sun and their inclination to the magnetic field lines is large enough that they are reflected by the magnetic mirror force before reaching at the exobase. Trapped particles do not therefore exist at the exobase, despite the fact that they rapidly become the dominant component of the total electron density on the way from the exobase to the maximum of the proton potential energy and beyond. Fig.4 shows that at large radial distances, the trapped electrons represent more than 90% of the total electron density.

When completely withdrawing the trapped electrons from exospheric models, no supersonic wind solution can be found numerically. This is presumably due to the electron density being too small to ensure local plasma neutrality together with a reasonable configuration of the proton potential energy. In other words, if all electrons do escape (except the small population of ballistic ones, falling back to the exobase), quasi-neutrality and zero electric current tend to become incompatible requirements of the model.

This is in agreement with kinetic simulations showing

that collisions are necessary to accelerate the wind to supersonic velocities. Collisions are responsible for the transformation of ballistic particles into trapped ones. In exospheric models, trapped particles were historically added in order to avoid discontinuities in the VDFs at the interface between trapped and untrapped orbits in phase space, but they seem to be crucial for the acceleration of the wind to supersonic velocities. Their presence in exospheric models implies that the latter are not collisionless in a rigorous sense.

Note that a similar problem arises in the environment of space probes (Laframboise and Parker, 1973). In that case, the small size of the probe makes the medium both fully collisionless (there are no trapped particles) and non neutral; there is a non zero space charge albeit not exactly the canonical Debye sheath (see Meyer-Vernet (1993)). In contrast, in the solar wind case, the plasma has to be neutral because the scales are much greater than the Debye length and for this reason, the presence of trapped electrons is essential.

The agreement of both approaches is not due to any hidden assumption on energy. Indeed, a common characteristic of both exospheric models and kinetic simulations is that, unlike fluid models, no assumption on energy transport has to be made: the heat flux is completely self-consistent. In simulations, collisions have been seen to serve to convert the electron heat flux into plasma bulk energy. As was pointed out by Landi and Pantellini (2003), the non classical term q_{NC} of the electron heat flux introduced by Hollweg (1974) is dominant for the supersonic wind. Evaluating the total heat flux as $q_e \sim q_{SH} + q_{NC}$, where q_{SH} is the classical Spitzer-Harm term, one sees that the non classical heat flux $q_{NC} \propto \frac{3}{2}nvk_B T_e$ can be (at least) one order of magnitude stronger than the classical one in the simple case of a Maxwellian VDF. This suggests that the classical formulation is not the relevant one for such a semi-collisional medium, which is not surprising as the Spitzer-Harm term was calculated upon the assumption of a collision dominated plasma (Knudsen number much smaller than unity).

In Fig.5, we have plotted the radial variation of the ratio $q_e/(\frac{3}{2}nvk_B T_e)$ from exospheric models and kinetic simulations with either Maxwellian and Kappa VDFs. The plot is restricted to the distance range where most of the acceleration takes place. The total electron heat flux is calculated as $q_e = \frac{m_e}{2} \int u^2 \mathbf{u}_{\parallel} f(r, \mathbf{v}) d^3v$, where $\mathbf{u} = \mathbf{v} - \langle \mathbf{v} \rangle$ and the \parallel sign refers to the radial direction. The qualitative agreement between exospheric model and kinetic simulations is as striking as in Fig.3. The discrepancies at large distances are due to differences in the electron temperatures, but all curves become constant at 1AU. The total heat flux at large distances varies as r^{-2} in agreement with in situ measurements showing radial dependencies between $r^{-1.5}$ and r^{-3} depending on both the heliospheric distance and the wind properties but also on the observational technique (Pilipp et al., 1990; Scime et al., 2001). We can also see that the ratio $q_e/(\frac{3}{2}nvk_B T_e)$ is very dependent on the VDF, but its radial profile is similar in exospheric and numerical mod-

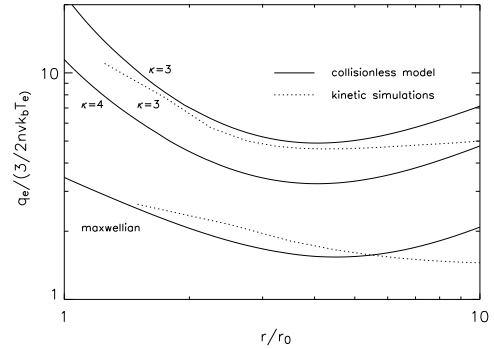


Figure 5. Electron heat flux normalized to $\frac{3}{2}nvk_B T_e$ as a function of distance in solar radii for the exospheric (collisionless) model and kinetic simulations with collisions.

els. As already noted by Hollweg (1974), the proportionality coefficient of the non collisional heat flux term $q_{NC} \propto \frac{3}{2}nvk_B T_e$ (the major contribution to q_e) is seen to lie in the range 1 to 10. Indeed, its value depends on the detailed shape of the VDF. A larger number of suprathermal particles tend to increase the proportionality coefficient resulting to a higher wind speed. The agreement of both approaches is therefore not a coincidence, the important element is the presence of suprathermal electrons that cannot be taken into account in fluid models.

4. CONCLUSIONS

Exospheric models are aimed at explaining the strong acceleration of the fast solar wind in a self-consistent way with a minimum number of assumptions. In particular, no assumption on how energy is transported through the acceleration region needs to be included in the model. The model is admittedly over simple in that it is one-dimensional, time stationary, collisionless, and by construction free of any wave activity. However, the basic ingredients for powering stellar winds appear to be present, suggesting that propulsion by plasma waves is not necessarily needed to produce powerful transonic winds. Over the last three decades various exospheric models were able to reproduce both the slow and the fast solar wind, though in restricted wind regimes only. For the first time, we generalize all previous models to a much wider range of parameters by varying both the temperature and the abundance of suprathermal particles. The generalization covers a large class of coronal conditions, including the solar corona case. For high temperature coronas or large stellar radii or small stellar mass, the corona “explodes” and the wind starts supersonic at the exobase (non solar case). The solar case is different as the solar wind starts subsonic and becomes supersonic beyond a distance of some solar radii. Treating this case makes exospheric models much more complicated than before (an accurate numerical description has been recently given by

Zouganelis et al. (2004)).

We have also compared these models with kinetic simulations that include Coulomb-like collisions. These simulations have been made for the first time using non-maxwellian functions. Rather unexpectedly, the results of exospheric models and kinetic simulations are in good agreement despite the wide difference in both the physics (collisionless versus collisional) and the methodology. The agreement between the two approaches is likely due to the fact that a small amount of collisionality is implicit in exospheric models in that particle trajectories which are not accessible from the exobase are populated “by hand”. The existence of trapped electrons in exospheric models is a necessary condition for the wind to be supersonic, just as collisions in kinetic simulations are necessary to produce a supersonic wind.

Exospheric models are able to reproduce the strong acceleration of the fast solar wind from the subsonic to the supersonic regime, provided the electron VDF has a suprathermal tail. The similarity of results from exospheric models and kinetic simulations with collisions suggests that the main role of collisions is to feed particles into trajectories that are not accessible from the exobase (the trapped particle trajectories). Indeed, a small amount of collisions is implicitly included in exospheric models through the “by hand” populating of the trapped particles populations. Even the high terminal speeds obtained in exospheric models do not seem to be a consequence of the collisionless nature of these models, the main reason for the strong acceleration being the presence of suprathermal electrons (e.g. kappa distribution or a sum of two maxwellian). Suprathermal electrons are found to collide very little because of the v^4 dependence of the collisional mean-free path. Collisions can therefore modify the shape of the VDF at low energy, but the high energy suprathermal tails are basically unaffected by collisions and so is the overall wind acceleration.

It is obvious that such a simple model, developed for exploring the basics of the solar wind physics, cannot explain all observational properties. For instance, both approaches yield a too high proton anisotropy that is not observed. Coulomb collisions cannot fix this problem, which needs to take into account waves produced by the instability of the distribution function, like for instance the parallel proton fire hose instability (Matteini et al., 2005). However, despite their intrinsic limitations, exospheric models are found to be a very convenient tool to explore the physics of weakly collisional solar-type winds.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank the organizing committee for organizing a very successful, enjoyable and well planned down to the last detail conference. I.Z. also thanks the European Space Agency for financial support.

REFERENCES

- Chiuderi, C., and Chiuderi Drago, F. 2004, *A&A*, 422, 331
- Collier, M.R. 2004, *Adv. Sp. Res.*, 33, 2108
- Cranmer, S.R. 2002, *Space Science Reviews*, 101, 229
- Esser, R., and Edgar, R.J. 2000, *ApJL*, 532, L71
- Feldman, W.C., Asbridge, J.R., Bame, S.J., et al. 1975, *JGR*, 80, 4181
- Hollweg, J.V. 1974, *JGR*, 79, 3845
- Jockers, K. 1970, *A&A*, 6, 219
- Laframboise, J.G., and Parker, L.W. 1973, *Phys. Fluids*, 16, 629
- Lamy, H., Pierrard, V., Maksimovic, M., and Lemaire, J.F. 2003, *JGR*, 108, doi:10.1029/2002JA009487
- Landi, S., and Pantellini, F. 2001, *A&A*, 372, 686
- Landi, S., and Pantellini, F. 2003, *A&A*, 400, 769
- Lemaire, J., and Scherer, M. 1971, *JGR*, 76, 7479
- Lie-Svendsen, O., Leer, E., and Hansteen, V.H. 2001, *JGR*, 106, 8217
- Ma, C., and Summers, D. 1999, *GRL*, 26, 1121
- Maksimovic, M., Pierrard, V., and Lemaire, J.F. 1997, *A&A*, 324, 725
- Maksimovic, M., Pierrard, V., and Riley, P. 1997, *GRL*, 24, 1151
- Matteini, L., Landi, S., Hellinger, P., and Velli, M., *Solar Wind Eleven*, in press, 2005.
- McComas, D.J., Riley, P., Gosling, J.T., et al. 1998, *JGR*, 103, 1955
- Meyer-Vernet, N. 1993, *Am. J. Phys.*, 61, 249
- Meyer-Vernet, N., and Issautier, K. 1998, *JGR*, 103, 29705
- Meyer-Vernet, N. 1999, *Eur. J. Phys.*, 20, 167
- Pantellini, F., and Landi, S. 2001, *ApSS*, 277, 149
- Parks, G. 2004, *Physics of space plasmas*, Westview Press
- Pilipp, W.G., Muehlhaeuser, K.H., Miggenrieder, H., et al. 1990, *JGR*, 95, 6305
- Scime, E.E., Littleton, J.E., Gary, S.P., et al. 2001, *GRL*, 28, 2169
- Scudder, J.D. 1992, *ApJ*, 398, 299
- Shoub, E.C. 1983, *ApJ*, 266, 339
- Spitzer, L., and Harm, R. 1953, *Phys. Rep.*, 89, 977
- Treumann, R.A. 1999, *Phys. Script.*, 59, 19
- Viñas, A.F., Wong, H.K., and Klimas, A.J. 2000, *ApJ*, 528, 509
- Vocks, C., and Mann, G. 2003, *ApJ*, 593, 1134
- Zouganelis, I., Maksimovic, M., Meyer-Vernet, et al. 2004, *ApJ*, 606, 542
- Zouganelis, I., Meyer-Vernet, N., Landi, et al. 2005, *ApJL*, 626, L117

F-3 Solar wind electron temperature and density measurements on the Solar Orbiter with thermal noise spectroscopy

M. Maksimovic, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, C. Perche, M. Moncuquet, I. Zouganelis, S.D. Bale, N. Vilmer, J.-L. Bougeret

(sous presse dans Advances in Space Research)

SOLAR WIND ELECTRON TEMPERATURE AND DENSITY MEASUREMENTS ON THE SOLAR ORBITER WITH THERMAL NOISE SPECTROSCOPY

M. Maksimovic¹, K. Issautier¹, N. Meyer-Vernet¹, C. Perche¹, M. Moncuquet¹, I. Zouganelis¹, S.D. Bale²,
N. Vilmer¹, and J.-L. Bougeret¹

¹ *LESIA, Observatoire de Paris, 92195 Meudon cedex, France*

² *Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, , California 94720, USA*

ABSTRACT

The measurement of the solar wind electron temperature in the unexplored region between 1 and 45 R_s is of prime importance for understanding the solar wind acceleration. Solar Orbiter's location, combined with the fact that the spacecraft will co-rotate with the sun on some portions of its orbit, will furnish strong observational constraints on solar wind models. We discuss the implementation of the plasma thermal noise analysis for the Solar Orbiter, in order to get accurate measurements of the total electron density and electron temperature and to correct the spacecraft charging effects which affect the electron analyzers.

INTRODUCTION

The accurate in-situ measurements of the solar wind electron density and temperature are key elements in understanding the physics of the solar wind itself and the physics of the various solar terrestrial links. Moreover, because of their small mass and therefore large thermal speed, the solar wind electrons are expected to play a major role for the energy transport in the corona and the solar wind. The measurement of the electron temperature (T_e) radial profile in the unexplored region between 1 and 45 R_s is therefore of prime importance for the Solar Orbiter mission.

One can already figure out what could be the T_e gradients in this radial range by comparing the SOHO measurements of T_e in the inner corona, with the gradients measured in the inner heliosphere. On Figure 1, the crosses and diamonds represent respectively the observations by Wilhelm et al. (1998) and David et al. (1998) in coronal holes between 1 and 3 r_\odot . The dashed line is the power law $T_e = (215/r)^{0.6} \times 10^5$ K, where r is given in solar radii. This profile, between isothermal and adiabatic behavior, is representative of T_e gradients observed in the fast wind (see compilations of T_e gradients reported in Issautier et al. (1999a) or in Maksimovic et al. (2000)). These measurements exhibit a large scatter sketched by the two solid lines, that is $T_e = (215./r)^{0.3} \times 0.5 \times 10^5 K$ and $T_e = (215./r)^{0.8} \times 1.5 \times 10^5 K$. This scatter stems from three basic reasons: first, the contamination of fast wind data by perturbations or compression regions; second, the fact that the profile is not expected to be power-law (Meyer-Vernet and Issautier, 1998); and third, the notorious difficulty of temperature measurements with electron spectrometers in the solar wind. Thermal noise analysis on the Solar Orbiter will remove the latter difficulty, and we show with the two vertical dotted lines the radial excursions of the Solar Orbiter during the operational orbits.

In section 2 we present the thermal noise spectroscopy. In section 3 we present the constraints, essentially on the antenna length, for

an efficient thermal noise spectroscopy on the Solar Orbiter.

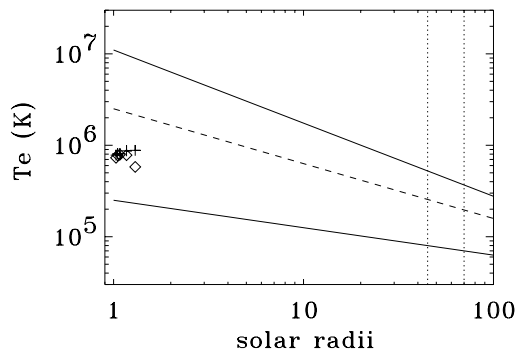


Fig. 1. SOHO temperature measurements in coronal holes (see text for explanation) together with observations in the inner heliosphere extrapolated back to the corona.

THE THERMAL NOISE SPECTROSCOPY

The thermal noise (TN) spectroscopy is based on the use of a passive electric antenna for measuring the electrostatic field spectrum produced by the electron and ion thermal motions in a stable plasma (Meyer-Vernet and Perche, 1989; Meyer-Vernet et al., 1998). This method has yielded routine measurements of the solar wind electron plasma parameters for space missions such as Ulysses (Maksimovic et al., 1995 ; Hoang et al., 1996 ; Issautier et al. 1998) or WIND (Maksimovic et al., 1998 ; Salem et al., 2001). It has been also used in various environments, magnetized or not, as planetary media (Moncuquet et al., 1995 ; Moncuquet et al., 1997) or a cometary plasma tail (Meyer-Vernet et al., 1986)

Figure 2 shows examples of TN observations in the Solar Wind. The left panel is a spectrogram measured by the WIND spacecraft on April 08, 2003. This spectrogram represents, as a function of time, the radio power spectral density in the frequency range between 16 to 256 kHz. One can clearly see the plasma peak varying on that day between roughly 20 and 90 kHz. This corresponds to density variations between roughly 40 and 85 cm^{-3} . The right panel of Figure 2, adapted from Issautier et al. (2001a), shows a typical plasma spectrum on Ulysses, obtained in the solar wind, with an intense peak just above the local plasma frequency f_p . The spectral analysis yields the electron density and thermal temperature with a good accuracy, in addition to the solar wind speed (due to the Doppler-shifted thermal fluctuations of the ions), and suprathermal parameters (Issautier et al., 1999b). Note that the density measurement is independent of any calibration gain determination, since it relies directly on a frequency determination which is usually very accurate.

The TN spectroscopy is almost immune to the limitations due to spacecraft charging. This immunity is essentially due to the fact that, close to the local plasma frequency, the antenna is sensitive to Langmuir waves with very large wavelengths (Meyer-Vernet et al., 1998). At the plasma peak the

antenna samples an average over a large plasma volume. Therefore the TN spectroscopy has been used to calibrate particle analyzers, which are usually polluted by the spacecraft charging effects. Maksimovic et al. (1995) and Issautier et al. (2001b) performed detailed comparisons between the two kind of instruments, on Ulysses, and emphasized that TN spectroscopy method is a complementary tool to cross-check other techniques for electron determinations. Moreover, it is important to note that using the electron density from quasi-thermal noise method, it is possible to improve the determination of the spacecraft potential, and thus to correct the electron parameters determined by particle spectrometers, as developed for Wind data (Maksimovic et al., 1998 ; Salem et al., 2001).

However TN spectroscopy requires an antenna length, L , larger than the local Debye length, L_D , in order to measure adequately the electron temperature. In addition, in order to minimize the shot noise the antenna must have a radius smaller than L_D (Meyer-Vernet et al., 1998). Finally, to determine accurately

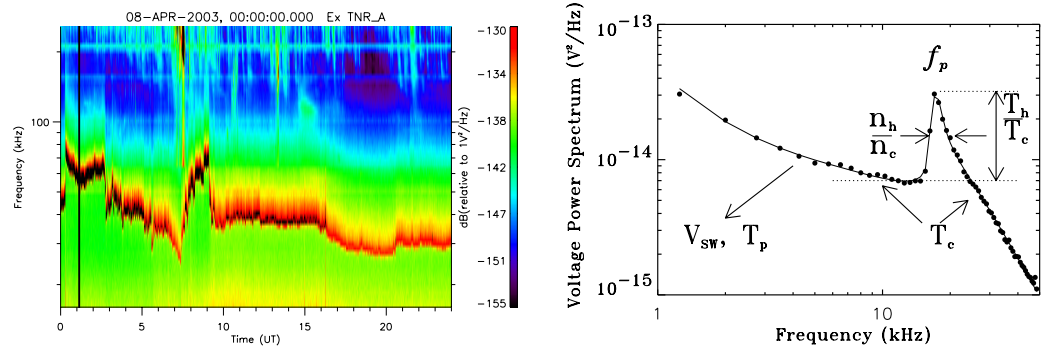


Fig. 2. Left panel: spectrogram measured by the WIND spacecraft on April 08, 2003. This spectrogram represents, as a function of time, the radio power spectral density in the frequency range between 16 to 256 kHz. One can clearly see the plasma peak varying on that day between roughly 20 and 90 kHz. This corresponds to density variations between roughly 40 and 85 cm^{-3} . Right panel: typical spectrum measured on Ulysses. The solid line is the theoretical thermal noise spectrum which best fits the data (points) within 1.6 %.

the temperature and other solar wind parameters, it is crucial to have a sensitive and well-calibrated receiver. Note that this is not necessary to obtain the electron density since it is based on the detection of the cutoff frequency in a spectrum.

THE THERMAL NOISE SPECTROSCOPY FOR THE SOLAR ORBITER

On Figure 3 we plot the ratio L/L_D for different models of temperature and density variations and for $L = 5$ m, which is the antenna length given in the current strawman payload of the mission. The solid lines represent L/L_D for a fixed density variation $N_e = (215/r)^2 \times 3 \text{ cm}^{-3}$, which corresponds to observations in the fast wind, while the three T_e radial profiles are the same as those given on Figure 1. The dashed lines represent the same three T_e temperature profiles but with $N_e = (215/r)^2 \times 20 \text{ cm}^{-3}$, which is typical of slow and dense solar wind.

As discussed before, to measure the electron temperature with the TN spectroscopy method, L/L_D has to be larger than 1. From Figure 3, one can see that this condition is not always strictly met. The ratio L/L_D may be smaller than 1 for some solar wind conditions corresponding to tenuous density. Thus a bit larger antenna length should be more suited.

However, implementing the thermal noise spectroscopy on the solar Orbiter even with a 5 m long antenna would still be usefull to determine the electron density since the electron analyzer measurements of the cold electron population are expected to be very perturbed by the fact that the spacecraft will not spin and that non uniform charging effects and possible current circulations around the spacecraft could be present.

ACKNOWLEDGEMENTS

REFERENCES

David C., et al., Measurement of the electron temperature gradient in a solar coronal hole, 1998.
 Hoang S., et al., Latitude dependence of solar wind plasma thermal noise: Ulysses radio observations, Astron. Astrophys., 316, 430, 1996.
 Issautier K., et al., Solar wind radial and latitudinal structure: Electron density and core temperature from Ulysses thermal noise spectroscopy, J. Geophys. Res., 103, 1969-1979, 1998.
 Issautier K., et al., Solar Wind Nine, AIP Conf. Proc., 471, 581, 1999a.

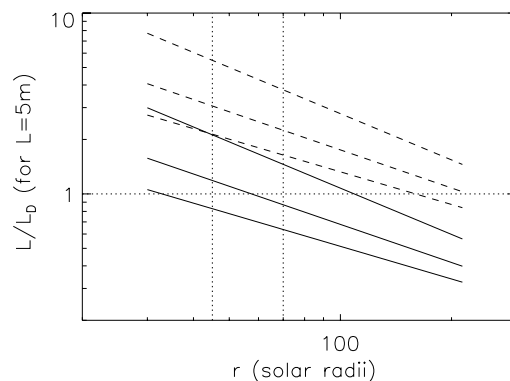


Fig. 3. Typical ratio L/L_D in the Solar Orbiter radial range, given for $L = 5$ m and for various models of electron density and temperatures as explained in the text, corresponding to the fast (continuous lines) and slow (dashed lines) wind.

- Issautier K., et al., Quasi-thermal noise in a drifting plasma: Theory and application to solar wind diagnostic on Ulysses, *J. Geophys. Res.*, 104, 6691, 1999b.
- Issautier K., et al., Quasi-thermal noise diagnostics in space plasmas, *Astrophys. Space Sci.*, 277, 309-311, 2001a.
- Issautier K., et al., Solar wind plasma parameters on Ulysses: Detailed comparison between the URAP and SWOOPS experiments, *J. Geophys. Res.*, 106, 15665-15675, 2001b.
- Maksimovic M., et al., Solar wind electron parameters from quasi-thermal noise spectroscopy and comparison with other measurements on Ulysses, *J. Geophys. Res.*, 100, 19881, 1995.
- Maksimovic M., et al., Solar wind density intercomparisons on the WIND spacecraft using WAVES and SWE experiments, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1265, 1998.
- Maksimovic M., R.M. Skoug and S.P. Gary, Solar wind electron suprathermal strength and temperature gradients: Ulysses observations, *J. Geophys. Res.*, 105, 18337, 2000.
- Meyer-Vernet N., P. Couturier, S. Hoang et al., Physical parameters for hot and cold electron populations in Comet Giacobini-Zinner with the ICE radio experiment, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 279-282, 1986.
- Meyer-Vernet N. and C. Perche, Tool kit for Antennae and thermal noise near the plasma frequency, *J. Geophys. Res.*, 94, 2405, 1989.
- Meyer-Vernet N., et al., Measuring plasma parameters with thermal noise spectroscopy, *AGU Monograph on Measurements Techniques in Space Plasmas*, Geophysical Monograph 103, 205, 1998.
- Meyer-Vernet N. and K. Issautier, Electron temperature in the solar wind: Generic radial variation from kinetic collisionless models, *J. Geophys. Res.*, 103, p. 29705-29718, 1998
- Moncuquet M., N. Meyer-Vernet and S. Hoang, Dispersion of electrostatic waves in the Io plasma torus and derived electron temperature, *J. Geophys. Res.*, 100, p. 21697-21708, 1995.
- Moncuquet M., N. Meyer-Vernet, S. Hoang et al., Detection of Bernstein wave forbidden bands in the Jovian magnetosphere: A new way to measure the electron density, *J. Geophys. Res.*, 102, 2373-2380, 1997.
- Salem S., et al., Comparison between Solar Wind electron measurements using particle detectors and radio wave receivers on the Wind spacecraft, *J. Geophys. Res.*, 106, 21701-21717, 2001.
- Wilhem, K., et al., The solar corona above polar coronal holes as seen by SUMER on SOHO, *Astrophys. J.*, 1998.

Bibliographie

- Bame et al., 1992, *The Ulysses solar wind plasma experiment*, *Astron. Astrophys. Supp. Ser.*, 92, 237
- Biermann L., *Zs.f.Astrophys.*, 29, p. 274, 1951
- Brandt, J.C., and Cassinelli, J.P. 1966, *Icarus*, 5, 47
- Chamberlain, J.W. 1960, *Astrophys. J.*, 131, 47
- Chateau, Y.F., and Meyer-Vernet, N. 1991, *Journal of Geophysical Research*, 96, 5825
- Chen, W.M., Lai, C.S., Lin, H.E., and Lin, W.C. 1972, *Journal of Geophysical Research*, 77, 1
- Chen, Y., Esser, R., and Hu, Y.Q. 2003, *Journal of Geophysical Research*, 108, doi :10.1029/2003JA009957
- Chiu, Y.T., and Schulz, M. 1978, *Journal of Geophysical Research*, 83, 629
- Chiuderi, C., and Chiuderi Drago, F. 2004, *Effect of suprathermal particles on the quiet Sun radio emission*, *Astron. Astrophys.*, 422, 331
- Collier, M.R. 1993, *Geophysical Research Letters*, 20, 1531
- Collier, M.R. 2004, *Adv. Sp. Res.*, 33, 2108
- Cranmer, S.R. 2002, *Space Science Reviews*, 101, 229
- Dahlberg E., *Astrophys.J.*, 140, 268, 1964
- Dorelli, J.C., and Scudder, J.D. 2003, *Electron heat flow in the solar corona : Implications of non-Maxwellian velocity distributions, the solar gravitational field, and Coulomb collisions*, *Journal of Geophysical Research*, 108, doi :10.1029/2002JA009484
- Doyle, J.G., Madjarska, M.S., Dzifcakova, E., and Dammasch, I.E. 2004, *Solar Physics*, 221, 51
- Esser, R., and Edgar, R.J. *Reconciling Spectroscopic Electron Temperature Measurements in the Solar Corona with In Situ Charge State Observations*, *The Astrophysical Journal Letters*, 2000, 532, L71
- Esser, R., and Sasselov, D. 1999, *Astrophys. J. Let.*, 521, L145

- Feldman, W.C., Asbridge, J.R., Bame, S.J., Montgomery, M.D., and Gary, S.P. 1975, *Solar wind electrons Journal of Geophysical Research*, 80, 4181
- Gary S.P. and H. Li, *Whistler heat flux instability at high beta, The Astrophysical Journal*, 529, p. 1131-1135, 2000
- Gosling J.T., R.M. Skoug, W.C. Feldman, *Solar wind electron halo depletions at 90° pitch angle, Geophys. Res. Lett.*, 28, p. 4155-4158, 2001
- Habbal S.R., R. Woo and J. Arnaud, *On the predominance of the radial component of the magnetic field in the solar corona, The Astrophysical Journal*, 558, p. 852, 2001
- Hammond C.M., W.C. Feldman, D.J. McComas, J.L. Phillips, R.J. Forsyth, *Variation of electron-strahl width in the high-speed solar wind : ULYSSES observations, Astronomy and Astrophysics*, 316, p.350-354, 1996
- Hollweg, J.V. 1974, *Journal of Geophysical Research*, 79, 3845
- Hollweg, J.V. 1978, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 16, 689
- Hundhausen, A.J. 1972, *Coronal expansion and Solar Wind*, Springer-Verlag, Berlin
- Issautier K., N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet and S. Hoang, *Solar wind radial and latitudinal structure - Electron density and core temperature from ULYSSES thermal noise spectroscopy, /it Journal of Geophysical Research*, 103, p. 1969, 1998
- Issautier K., R.M. Skoug, J.T. Gosling, S.P. Gary and D.J. McComas, *Solar wind plasma parameters on Ulysses : Detailed comparison between the URAP and SWOOPS experiments, Journal of Geophysical Research*, 106, p. 15665, 2001
- Jensen, E. 1963, *Astrophysica Norvegica*, 8, 99
- Jockers, K. 1970, *Astron. Astrophys.*, 6, 219
- Khazanov, G.V., Liemohn, M.W., Krivorutsky, E.N., and Moore, T.E. 1998, *Journal of Geophysical Research*, 103, 6871
- Koutchmy, S. 1977, *Solar Physics*, 51, 399
- Ko Y.K., J. Geiss and G. Gloeckler, *On the differential ion velocity in the inner solar corona and the observed solar wind ionic charge states, /it Journal of Geophysical Research*, 103, p.14539-14546, 1998
- Laframboise, J.G., and Parker, L.W. 1973, *Phys. Fluids*, 16, 629
- Lamy, H., Pierrard, V., Maksimovic, M., and Lemaire, J.F. 2003, *Journal of Geophysical Research*, 108, doi :10.1029/2002JA009487
- Landi S., *Thèse Modèles cinétiques du vent solaire, Univ. Paris 7*, 2001
- Landi, S., and Pantellini, F. 2001, *On the temperature profile and heat flux in the solar corona : Kinetic simulations, Astron. Astrophys.*, 372, 686
- Landi, S., and Pantellini, F. 2003, *Astron. Astrophys.*, 400, 769

- Lemaire, J., and Scherer, M. 1971, *Journal of Geophysical Research*, 76, 7479
- Lemaire, J., and Scherer, M. 1971, *Phys. Fluids*, 14, 1683
- Leubner, M.P. 2002, *A Nonextensive Entropy Approach to Kappa-Distributions, Astrophysics and Space Science*, 282, 573
- Lie-Svendsen, Ø., V. H. Hansteen, E. Leer, *Kinetic electrons in high-speed solar wind streams : Formation of high-energy tails, /it J. Geophys. Res.*, 102, 4701-4718, 10.1029/96JA03632, 1997
- Lie-Svendsen, Ø., Leer, E., and Hansteen, V.H. 2001, *Journal of Geophysical Research*, 106, 8217
- Liemohn, M.W., Khazanov, G.V. 1998, *Phys. Plas.*, 5, 580
- Lin R.P., et al., *A three-dimensional plasma and energetic particle investigation for the Wind spacecraft, Space. Sci. Rev.*, 71, 125, 1995
- Lin, R.P., Larson, D.E., Ergun, R.E., McFadden, J.P., Carlson, C.W., Phan, T.D., Ashford, S., Anderson, K.A., McCarthy, M., and Skoug, R. 1997, *Adv. Space. Res.*, 20, 645
- Ma, C., and Summers, D. 1999, *Geophysical Research Letters*, 26, 1121
- Maksimovic M., *Thèse Etude d'un modèle cinétique du vent solaire et spectroscopie du bruit thermique sur ULYSSES, Univ. Paris 7*, 1995
- Maksimovic, M., Pierrard, V., and Lemaire, J.F. 1997, *Astron. Astrophys.*, 324, 725
- Maksimovic, M., Pierrard, V., and Riley, P. 1997, *Geophysical Research Letters*, 24, 1151
- Maksimovic M., S.P. Gary and R.M. Skoug, *Solar wind electron suprathermal strength and temperature gradients : Ulysses observations, /it Journal of Geophysical Research*, 105, 18337, 2000
- Maksimovic M., V. Pierrard and J. Lemaire, *On the Exospheric Approach for the Solar Wind Acceleration, Astrophysics and Space Science*, 277, p. 181-187, 2001
- Maksimovic M., I. Zouganelis, J.-Y. Chaufray, K. Issautier, E.E. Scime, J.E. Littleton, E. Marsch, D.J. McComas, C. Salem, R.P. Lin, and H. Elliott, *Radial evolution of the non-thermal character of electron distribution functions in the solar wind, /it Journal of Geophysical Research*, in press, 2005
- Matteini, L., Landi, S., Hellinger, P., and Velli, M. 2005, *Solar Wind Eleven, sous presse*
- McComas D.J., S.J. Bame, W.C. Feldman, J.T. Gosling and J.L Phillips, *Solar wind halo electrons from 1-4 AU, Geophys. Res. Lett.*, 19, 1291, 1992
- McComas, D.J., Riley, P., Gosling, J.T., Balogh, A., and Forsyth, R. 1998, *Journal of Geophysical Research*, 103, 1955

- Meyer-Vernet, N. 1993, *Am. J. Phys.*, 61, 249
- Meyer-Vernet, N., and Issautier, K. 1998, *Journal of Geophysical Research*, 103, 29705
- Meyer-Vernet, N., Hoang, S., Issautier, K., Maksimovic, M., Manning, R., and Moncuquet, M. 1998, Measuring plasma parameters with thermal noise spectroscopy, in *Geophysical Monograph 103, Measurement Techniques in Space Plasmas*
- Meyer-Vernet, N. 1999, How does the solar wind blow? A simple kinetic model, *Eur. J. Phys.*, 20, 167
- Meyer-Vernet, N., Mangeney, A., Maksimovic, M., Pantellini, F., and Issautier, K. 2003, in *AIP Conf. Proc. 679, Solar Wind Ten*, ed. M. Velli, R. Bruno, and F. Malara (New York : AIP), 263
- Meyer-Vernet, N., *Basics of the solar wind*, à paraître, Cambridge University Press, 2006
- Montgomery M.D., S.J. Bame, and A.J. Hundhausen, *Solar wind electrons : Vela 4 measurements*, *J. Geophys. Res.*, 73, 4999-5003, 1968
- Neugebauer, M. 1997, *Journal of Geophysical Research*, 102, 26887
- Olbert, S. 1981, in *Proceedings of International School and Workshop on Plasma Astrophysics*, ed. T.D. Guyenne, and G. Levy, *ESA SP-161*, 135
- Owocki, S.P., and Ko, Y.K. 1999, in *AIP Conf. Proc. 471, Solar Wind Nine*, ed. S.R. Habbal, R. Esser, J.V. Hollweg, and P.A. Isenberg (New York : AIP), 263
- Pannekoek, A. 1922, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, 1, 107
- Pantellini, F., and Landi, S. 2001, *Astrophysics and Space Science*, 277, 149
- Parker, E.N. 1958, *Astrophys. J.*, 128, 664
- Parker, E.N. 1960, *Astrophys. J.*, 132, 821
- Parks, G. 2004, *Physics of space plasmas*, Westview Press
- Pierrard, V., and Lemaire, J. 1996, *Journal of Geophysical Research*, 101, 7923
- Pierrard V., M. Maksimovic and J. Lemaire, *Electronic velocity distribution functions from the solar wind to the corona*, *J. Geophys. Res.*, 104, p. 17021-17032, 1999
- Pierrard V., M. Maksimovic and J. Lemaire, *Self-consistent model of solar wind electrons*, *J. Geophys. Res.*, 106, p. 29305-29312, 2001
- Pierrard, V., Issautier, K., Meyer-Vernet, N., and Lemaire, J. 2001, *Geophysical Research Letters*, 28, 223
- Pilipp, W.G., Miggenrieder, H., Montgomery, M.D., Muhlhauser, K.H., Rosenbauer, H., and Schwenn, R. 1987, *Characteristics of electron distribution functions in the solar wind derived from the Helios plasma experiment*, *Journal of Geophysical Research*, 92, 1075

- Pilipp, W.G., Muehlhaeuser, K.H., Miggenrieder, H., Rosenbauer, H., and Schwenn, R. 1990, Journal of Geophysical Research, 95, 6305*
- Pinfield, D.J., Keenan, F.P., Mathioudakis, M., Phillips, K.J.H., Curdt, W., and Wilhelm, K. 1999, Evidence for Non-Maxwellian Electron Energy Distributions in the Solar Transition Region : Si III Line Ratios from SUMER, Astrophys. J., 527, 1000*
- Roberts, D.A., and Miller, J.A. 1998, Geophysical Research Letters, 25, 607*
- Rosenbauer H. et al., A survey on initial results of the Helios plasma experiment, J. Geophys., 42, 561, 1977*
- Rosseland, S. 1924, Month. Not. Royal Astron. Soc., 84, 720*
- Salem C., J.-M. Bosqued, D.E. Larson, A. Mangeney, M. Maksimovic, C. Perche, R.P. Lin and J.-L. Bougeret, Comparison between Solar Wind electron measurements using particle detectors and radio wave receivers on the Wind spacecraft, J. Geophys., 106, 21701, 2001*
- Scime E.E., J.L. Phillips and S.J. Bame, Effects of spacecraft potential on three-dimensional electron measurements in the solar wind., J. Geophys., 99, 14769, 1994*
- Scime, E.E., Littleton, J.E., Gary, S.P., Skoug, R., and Lin, N. 2001, Geophysical Research Letters, 28, 2169*
- Scudder, J.D. 1992, Astrophys. J., 398, 299*
- Scudder, J.D. 1996, Journal of Geophysical Research, 101, 11039*
- Schwartz, S.J., and Marsch, E. 1983, Journal of Geophysical Research, 88, 9919*
- Schwenn R., H. Rosenbauer and H. Miggenrieder, Das Plasmaexperiment auf Helios (E1),Raumfahrtforschung, 19, 226, 1975*
- Shoub, E.C. 1983, Invalidity of local thermodynamic equilibrium for electrons in the solar transition region. I - Fokker-Planck results, Astrophys. J., 266, 339*
- Smith, G.R. 2003, Month. Not. Royal Astron. Soc., 341, 143*
- Spitzer, L., and Harm, R. 1953, Phys. Rep., 89, 977*
- Spitzer, L. 1956, Physics of fully ionized gases, Vol.1, Interscience Publisher, New York*
- Treumann, R.A. 1999, Phys. Script., 59, 19*
- Vasyliunas, V.M. 1968, Journal of Geophysical Research, 73, 2839*
- Viñas, A.F., Wong, H.K., and Klimas, A.J. 2000, Generation of Electron Suprathermal Tails in the Upper Solar Atmosphere : Implications for Coronal Heating, Astrophys. J., 528, 509*
- Vocks, C., and Mann, G. 2003, Generation of suprathermal electrons by resonant wave particle interaction in the solar corona and wind, Astrophys. J., 593, 1134*

Zouganelis, I., Maksimovic, M., Meyer-Vernet, N., Lamy, H., and Pierrard, V. 2003, in AIP Conf. Proc. 679, Solar Wind Ten, ed. M. Velli, R. Bruno, and F. Malara (New York : AIP), 315

Zouganelis, I., Maksimovic, M., Meyer-Vernet, N., Lamy, H., and Issautier, K. 2004, A transonic collisionless model of the solar wind, Astrophys. J., 606, 542

Zouganelis, I., Meyer-Vernet, N., Landi, S., Maksimovic, M., and Pantellini, F. 2004, Acceleration of weakly collisional solar-type winds, Astrophys. J. Letters, 626, L117