

Le vent solaire

par **J. Lemaire**

ABSTRACT

The solar wind is the radial expansion of the tenuous plasma (ionized gas) forming the Solar Corona. Considered as a high temperature (1-2 million K) atmosphere in hydrostatic equilibrium until the year 1958, the Corona happens to be a gas in hydrodynamical expansion, reaching supersonic velocities (300-700 km/sec) at the orbit of the Earth. In the first part of this article we review the well-known controversy which started in the early 1960's between those who originally proposed hydrodynamical and magnetohydrodynamical models, and on the other side those who suggested kinetic descriptions of the coronal expansion. It is shown how this controversy has been resolved ten years later by introducing a more adequate charge separation electric field distribution in the coronal ion-exosphere. In the second part of this article some observed physical properties (density, velocity, temperature, composition, magnetic field,...) have been reviewed and discussed.

A LA DECOUVERTE DU VENT SOLAIRE

De l'étude des aurores boréales et des perturbations du champ géomagnétique, il a été déduit dès le début de ce siècle que des particules chargées étaient éjectées occasionnellement par le Soleil. On se rendit compte également très tôt que cette matière émanant du Soleil devait être ionisée : c'est-à-dire formée de particules positives (ions) et de particules chargées négativement (électrons), en nombre suffisant pour assurer la neutralité du gaz et constituer ce que l'on appelle maintenant un « plasma ». En effet, vers les années 1930, *Chapman* et *Ferraro* suggérèrent que le Soleil éjectait sporadiquement des jets de gaz ionisé qui interagissaient et perturbaient le champ magnétique de la Terre. En 1950, *Alfvén*, dans sa théorie des orages magnétiques et des aurores polaires, insista sur le fait que de tels jets de matière devaient nécessairement transporter le flux d'induction magnétique de la surface du Soleil d'où ils émanaient.

Toutefois, hormis ces éjections occasionnelles de particules, on admettait que l'atmosphère du Soleil, y compris la couronne solaire, était globalement *en équilibre hydrostatique* dans le champ gravifique du Soleil. Depuis longtemps, de nombreux travaux de spectroscopie et de radioastronomie solaire avaient confirmé que la couronne solaire était une atmosphère très peu dense, mais dont la température cinétique (c'est-à-dire la température caractérisant l'agitation des particules) se situait entre 1 à 2 millions de degrés. La conductibilité thermique de ce plasma étant très

grande, on considéra généralement que la Couronne était isotherme c'est-à-dire que sa température était indépendante de la distance radiale. Toutefois en 1957, tenant compte de la valeur finie de la conductibilité thermique du plasma coronal, *Sidney Chapman* détermine théoriquement une distribution de température jusqu'à une unité astronomique, en supposant que la chaleur était transportée vers l'extérieur, au travers de la Couronne (en équilibre hydrostatique), uniquement par conduction thermique. Le modèle de Chapman conduisait à une température relativement élevée (219.000 degrés) au voisinage de la Terre. Malheureusement ce modèle hydrostatique donnait des pressions et des densités beaucoup trop élevées à grande distance du Soleil. C'est pourquoi en 1958, *Parker* proposa de se libérer de l'hypothèse d'une Couronne en équilibre hydrostatique. Il suggéra alors que l'atmosphère du Soleil était *en expansion radiale stationnaire*. Parker détermine les différentes familles de solutions des équations *hydrodynamiques stationnaires* et, parmi toutes ces solutions, il choisit la seule et unique pour laquelle la pression hydrostatique tend vers zéro à grande distance héliocentrique. Cette solution est représentée par la courbe *c* de la figure 1.

La figure 1 montre différentes distributions théoriques de la vitesse radiale du vent solaire V (en km/sec) en fonction de l'altitude h et de la distance radiale au centre du Soleil r , exprimées toutes deux en rayon solaire, R_s . Les courbes en trait continu et leur prolongation en trait interrompu correspondent à des solutions hydrodynamiques stationnaires. Les températures des électrons et des ions d'hydrogène constituant le plasma coronal sont supposées partout constantes et égales à un million de degrés. A l'altitude de référence ($h_0 = 0.5 R_s$; $r_0 = 1.5 R_s$), les concentrations de protons et d'électrons sont égales à 10^7 particules par cm^3 pour tous les modèles hydrodynamiques *a*, *b*, *c*, *d* et *e*, représentés dans la figure 1. Ces cinq modèles ne diffèrent entre eux que par la valeur de la vitesse d'expansion V_0 , à l'altitude de référence; par exemple, la vitesse V_0 correspondant à la courbe *c* vaut 3,996 km/s. Les modèles représentés par les courbes *a* et *b* sont dits « infrasoniques ». En effet, la vitesse d'expansion reste partout inférieure à la vitesse du son. Par contre, dans le cas des modèles *e* et *d* la vitesse radiale du plasma dépasse la vitesse du son (égale à 129 km/sec.) à une distance au centre du Soleil d'environ 6 rayons solaires. Parker rejette la famille des solutions infrasoniques (*a* et *b*) parce que celles-ci conduisent à des pressions gazeuses excessives à l'infini, comme d'ailleurs la solution hydrostatique représentée par la droite : $V = 0$. La seule solution hydrodynamique retenue par Parker (représentée par la courbe *c*) passe par un *point singulier* (point critique) des équations hydrodynamiques. A gauche de ce point critique (indiqué par un carré noir dans la figure 1), la vitesse d'expansion de la Couronne est inférieure à la vitesse du son, mais à droite de ce point critique, situé à une distance radiale de 6 rayons solaires, la vitesse du vent solaire est supérieure à la vitesse du son.

L'intérêt de cette solution singulière (*c*) des équations hydrodynamiques était de conduire à une vitesse d'expansion constante située entre 400 et 500 km/s à grande distance du Soleil et en particulier à 1 U A. En effet, une ou deux années après ces premiers travaux théoriques de Parker, les sondes spatiales et, notamment la sonde *MARINER II*, mesuraient des vitesses du vent solaire variant entre 300 et 600 km/s. Dans le modèle théorique particulier de Parker, la densité (N) décroît de façon inversement proportionnelle au carré de la distance radiale (r). Par conséquent, dans

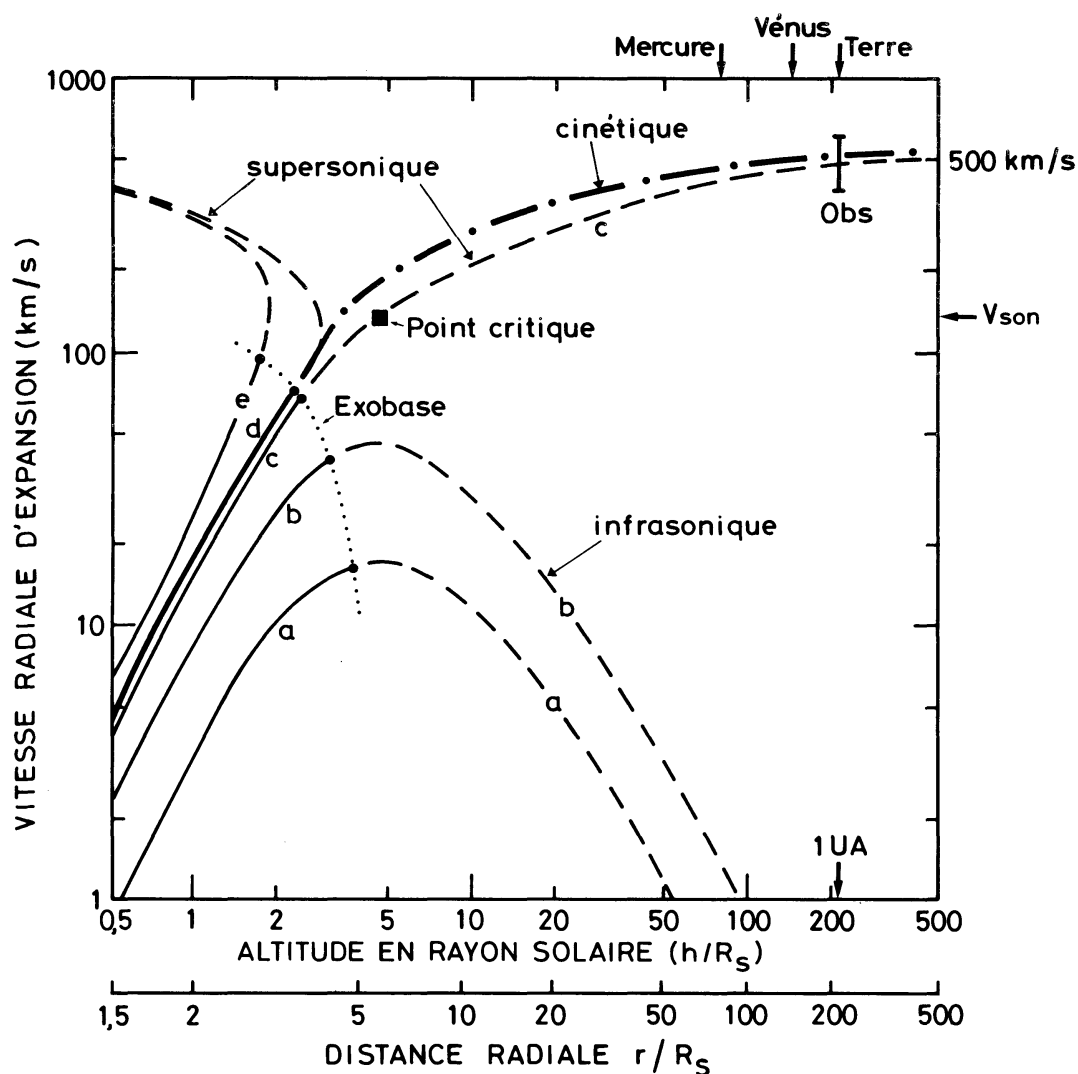


Fig. 1. Vitesse d'expansion de la couronne solaire et du vent solaire en fonction de l'altitude et de la distance radiale.

Les solutions hydrodynamiques sont représentées par des courbes (*a*, *b*, *c*, *d*, *e*) en traits pleins dans la région où les collisions entre particules sont suffisamment fréquentes pour justifier (en première approximation) l'isotropie du tenseur des pressions; l'extension des solutions hydrodynamiques dans la région non collisionnelle est représentée par les courbes en trait interrompu. Les modèles diffèrent par la valeur de la vitesse d'expansion à l'altitude du niveau de référence ($h_0 = 0,5 R_s$; $r_0 = 1,5 R_s$). La courbe en pointillé est le lieu où le libre parcours moyen des particules est égal à la hauteur d'échelle des densités. Au-delà de cette limite où les collisions sont rares, on a prolongé la solution hydrodynamique (*d*) à l'aide d'une solution cinétique qui ne passe plus par le point singulier (carré noir) propre aux solutions théoriques des équations hydrodynamiques stationnaires. La solution cinétique est représentée par une courbe en trait d'axe.

le cas du modèle *c*, la densité ainsi que la pression du plasma tendent vers zéro à grande distance du Soleil.

Le modèle critique de Parker comme d'ailleurs les nombreux autres modèles hydrodynamiques proposés ultérieurement sont tous basés sur l'hypothèse que le libre parcours moyen (l) des particules (électrons et ions) est partout inférieur à une dimension caractéristique du système appelée *hauteur d'échelle* (H), c'est-à-dire la

distance au bout de laquelle la densité est réduite d'un facteur e ($= 2,718$). Or, si l'on détermine pour les différents modèles hydrodynamiques a , b , c , d , ou e les distances radiales où le libre parcours moyen des protons dans la couronne solaire devient égal à la hauteur d'échelle H , on trouve qu'elles sont inférieures à 6 rayons solaires, c'est-à-dire à la distance où la vitesse (V) devient supérieure à la vitesse du son. Le lieu des points où le libre parcours moyen est égal à la hauteur d'échelle est indiqué sur la figure 1 par une courbe en pointillé. Donc, au-delà de cette distance indiquée par la courbe en pointillé, les solutions hydrodynamiques basées sur l'hypothèse d'une fréquence de collisions élevées, cessent d'être justifiées; c'est la raison pour laquelle nous avons tracé en trait interrompu le prolongement des solutions hydrodynamiques au-delà de cette distance limite, que l'on appelle aussi l'*exobase* de la Couronne. Pour la solution hydrodynamique d , l'exobase est située à une distance héliocentrique d'environ $3 R_s$; le libre parcours moyen et la hauteur d'échelle y sont tous deux de 700.000 km ($1 R_s$).

En vue de décrire la structure de la Couronne au-delà du niveau de l'exobase, on a construit des modèles *cinétiques* en considérant que des particules s'évaporent librement de la surface de l'exobase et qu'elles peuplent ainsi l'espace interplanétaire. La vitesse moyennée, la densité, le flux d'énergie... transportés par ces électrons et ces ions qui se déplacent dans le champ magnétique interplanétaire, sous l'action du champ gravifique du Soleil et du champ électrique de polarisation du plasma, ont été évalués par *Chamberlain* en 1960. Le premier de ces modèles cinétiques est connu sous le nom de « *brise solaire* ». En effet, en raison d'une sous-évaluation de l'intensité du champ électrique de polarisation, les ions s'échappant de la couronne solaire ne sont pas suffisamment accélérés vers l'extérieur, et, dans ce modèle n'atteignent jamais une vitesse moyenne supérieure à celle du son. Comme les observations indiquaient cependant qu'à 1 UA l'expansion radiale était effectivement supersonique, ce premier modèle cinétique de « *brise solaire* » perdit rapidement beaucoup de crédit. Ceci renforça la « popularité » des modèles hydrodynamiques du type de ceux proposés par Parker. Dix ans après la controverse qui opposa Chamberlain et Parker, *Lemaire et Scherer* (1969) contribuèrent à démontrer que le champ électrique de polarisation utilisé dans ce modèle de brise solaire était en réalité sous-évalué et par conséquent incorrect. En effet, en utilisant comme Chamberlain le champ électrique de polarisation induit dans un plasma par la séparation des charges résultant de la différence de masse des électrons et des ions soumis au champ gravitationnel du Soleil (c.-à-d., le champ électrostatique de Pannekoek-Rosseland), on obtient un flux d'évaporation des électrons qui est environ 42 fois plus grand que le flux d'évaporation des ions. En vue de réduire le flux d'échappement des électrons et d'augmenter celui des ions, de telle façon que le courant électrique total transporté vers l'extérieur par le vent solaire soit rigoureusement égal à zéro, il suffit d'augmenter la différence de potentiel électrique existant entre l'exobase et l'infini : c.-à-d., accroître l'intensité du champ électrique de polarisation. Grâce à cette nouvelle distribution du potentiel électrique obtenue en imposant l'égalité du flux des électrons et des ions, ainsi que la quasi-neutralité du plasma, *Lemaire et Scherer* (1971) ont pu montrer que les valeurs de la vitesse moyenne des ions à 1 UA pouvaient effectivement atteindre des valeurs supersoniques comparables à celles des modèles hydrodynamiques de Parker et comparables aussi aux valeurs qui sont observées dans le vent solaire. Ce résultat théorique eut pour effet de « réhabiliter » les *modèles cinétiques du vent solaire*. La

courbe en trait d'axe de la figure 1 donne la distribution de vitesse radiale dans un modèle cinétique de vent solaire calculé à l'Institut d'Aéronomie Spatiale (*Brasseur et Lemaire, 1977*). Le raccordement de la solution cinétique (applicable à grande distance, là où les collisions sont pratiquement négligeables), à l'une des solutions hydrodynamiques (valables uniquement dans la région où la fréquence de collisions est importante) s'effectue en imposant la continuité du flux de particules, du flux d'énergie, des densités et des pressions à l'exobase. Ceci permet de déterminer une solution unique qui ne passe pas par une singularité mathématique comme la solution critique des équations hydrodynamiques stationnaires.

Ces *modèles mixtes* du vent solaire (*mi-cinétiques, mi-hydrodynamiques*) sont basés sur des hypothèses extrêmes : d'une part, la fréquence de collisions est très grande en dessous de l'exobase et, d'autre part, elle est négligeable immédiatement au-dessus de cette altitude. On voit qu'il serait nécessaire d'inclure dans des modèles plus complets l'effet des rares collisions qui existent néanmoins au-delà de 3-4 rayons solaires, et, qui peuvent modifier la distribution des vitesses des électrons et des ions qui s'échappent librement du niveau de l'exobase. Des études dans ce sens sont en cours dans plusieurs laboratoires d'Europe et des Etats-Unis. Citons notamment à ce propos les récents travaux de *Scudder et Olbert (1979)* qui ont montré que les rares collisions coulombiennes présentes dans le vent solaire suffisent néanmoins à dimi-

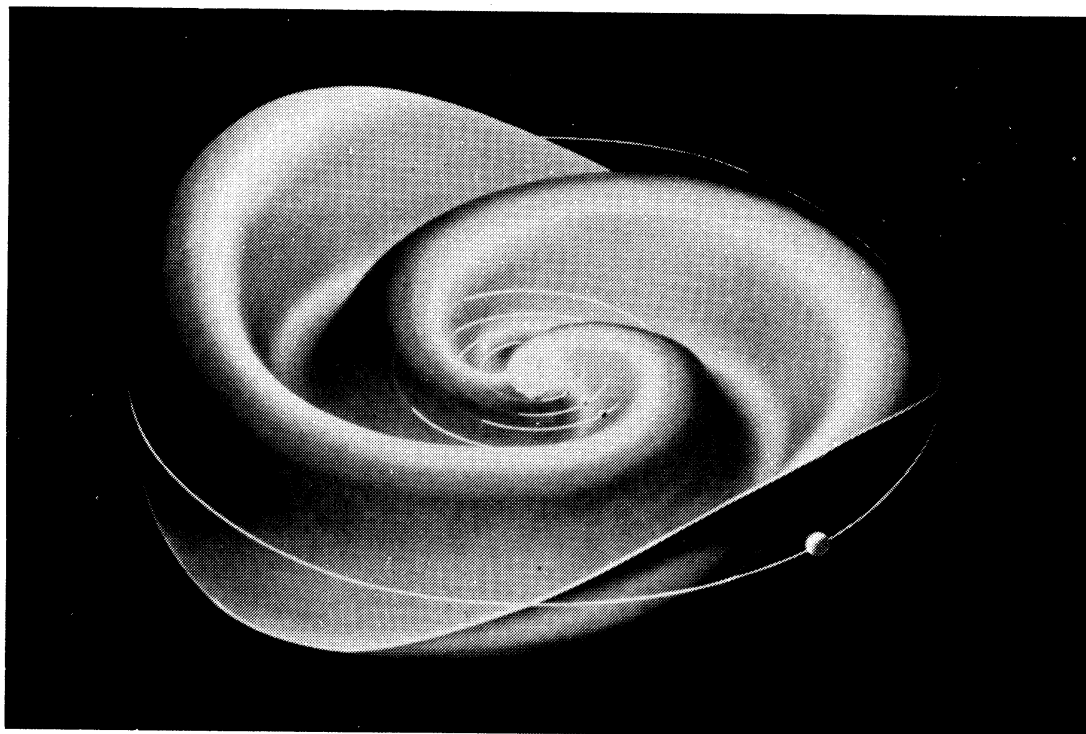


Illustration de la structure de la couche de courant séparant les secteurs de polarité opposée du champ magnétique interplanétaire. Au-dessus de la couche ondulant autour du Soleil et en forme de spirale d'Archimède, le champ magnétique possède une composante dirigée vers le Soleil, par exemple, tandis qu'en dessous de celle-ci, sa direction est inversée. Les circonférences dans le plan de l'Ecliptique représentent les orbites planétaires de Mercure à Jupiter. Les dimensions du Soleil au centre de la figure ne sont pas respectées. [Voir figure 3].

nuer de façon importante les trop grandes anisotropies de pression obtenues dans les modèles cinétiques où ces collisions avaient été négligées.

Après avoir introduit, en suivant l'ordre chronologique, les différents types de modèles théoriques du vent solaire en vue de décrire la nature du phénomène, nous allons maintenant dans la deuxième partie de cet article, donner un bref aperçu des observations réalisées grâce aux nombreux satellites artificiels et aux sondes interplanétaires.

CARACTERISTIQUES GENERALES DU VENT SOLAIRE

Les résultats d'observation n'ont cessé de confirmer, depuis une vingtaine d'années déjà, l'existence d'un vent solaire transportant radialement la matière ionisée de la couronne solaire vers le milieu interplanétaire. Les observations directes du milieu interplanétaire sont actuellement limitées à la région située au voisinage du plan de l'écliptique entre 0,39 UA (planète Mercure) et 9,5 UA (planète Saturne). La figure 1 montre qu'à l'intérieur de ces limites, la vitesse du vent solaire est quasiment indépendante de la distance radiale. Toutefois, à plus grande distance (50 à 100 UA), on prévoit théoriquement que la vitesse moyenne de masse du vent solaire se ralentit progressivement par suite des collisions avec échange de charges entre les protons rapides du vent solaire et les atomes neutres du milieu interplanétaire. En effet, bien que rares, ces interactions entre particules contribuent finalement à transférer l'impulsion transportée initialement par les ions du vent solaire au gaz neutre qui peuple les régions aux confins du système solaire (*Blum et Fahr, 1970*).

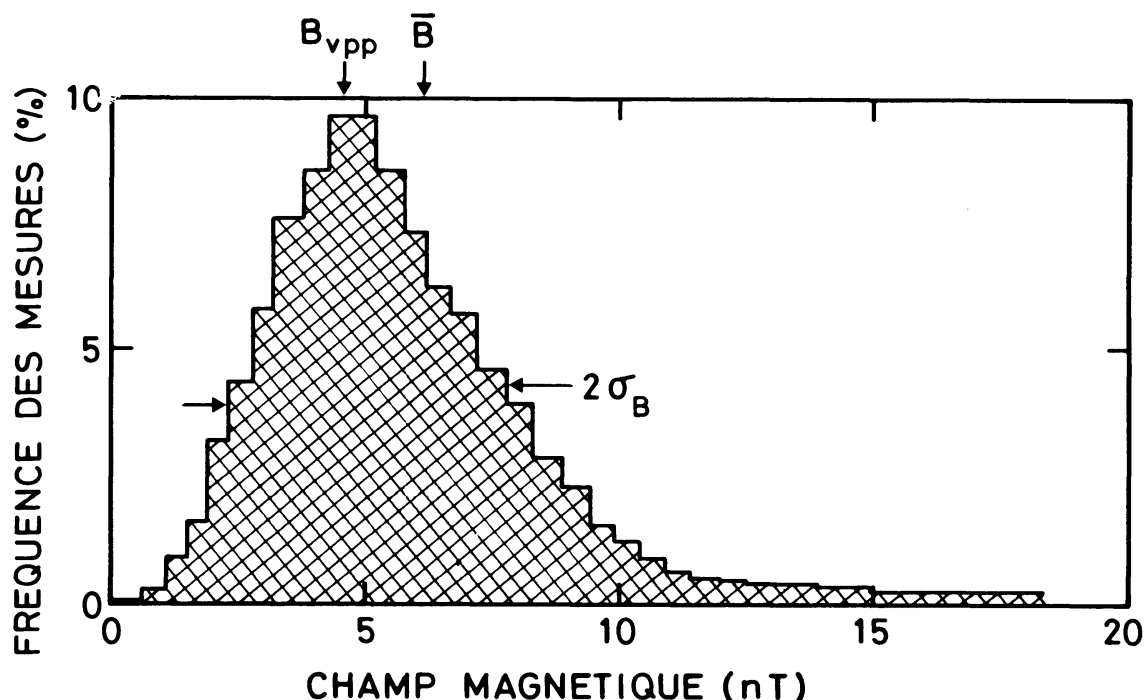


Fig. 2. Histogramme des valeurs observées du champ magnétique interplanétaire à 1 UA (d'après Ness, 1969). La valeur la plus probable diffère de la valeur moyenne : $B = 6,2$ nT. La déviation standard (σ_B) est une fonction importante de la valeur moyenne de B .

Tableau 1 : PARAMETRES CARACTERISTIQUES DU VENT SOLAIRE A 1 UA
(d'après Feldman, *et al.* 1977)

Paramètre		Valeur la plus probable	Valeur moyenne	σ Déviation standard
Densité	N (cm^{-3})	5,0	8,7	6,6
Vitesse	V (km s^{-1})	375	468	116
Flux de particules	(NV) ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$2,6 \times 10^8$	$3,8 \times 10^8$	$2,4 \times 10^8$
Flux d'énergie	$(NV) \left(\frac{1}{2} m_p V^2 \right)$ ($\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	0,33	0,70	0,52
Nombre de Mach Sonique	$M_S \left(= \frac{V}{V_{\text{Son}}} \right)$	7,5	7,7	1,5
Champ Magnétique	B (nT)	5,1	6,2	2,9
Longitude de la direction du champ magnétique	Φ_B (degrés)	-45	-43	40
Température des protons (p)	T_p ($^\circ\text{K}$)	$0,5 \times 10^5$	$1,2 \times 10^5$	$0,9 \times 10^5$
Température électrons (e)	T_e ($^\circ\text{K}$)	$1,2 \times 10^5$	$1,4 \times 10^5$	$0,4 \times 10^5$
Température particules alpha (α)	T_α ($^\circ\text{K}$)	$1,2 \times 10^5$	$5,8 \times 10^5$	$5,0 \times 10^5$
Abondance Hélium	(N_α/N_p)	0,048	0,047	0,019

a) Propriétés à une unité astronomique

Pendant plus d'un cycle d'activité solaire, les observations effectuées à 1UA ont permis d'établir les caractéristiques générales du vent solaire à proximité de la Terre. Le tableau 1 donne les valeurs moyennes, les valeurs les plus probables et les déviations standards de différents paramètres, tels que la densité (N), la vitesse du vent solaire (V), le flux de particules (NV) et le flux d'énergie ($NV mV^2/2$), observés à 1 UA. On y donne également les nombres de Mach Sonique (M_S) : c.-à-d. le rapport entre la vitesse d'écoulement (V) et la vitesse du son (V_{Son}).

Le tableau 1 donne en outre les valeurs moyennes de l'intensité du champ d'induction magnétique (B), la direction de B par rapport à la direction radiale (Φ_B), la température moyenne des protons (T_p), la température des électrons et des parti-

cules alpha (T_e et T_α) ainsi que la concentration relative des particules alpha et des protons (N_α/N_p).

L'intensité du champ magnétique interplanétaire à 1 UA varie en général entre 2 et 10 nT. La figure 2 montre un histogramme des valeurs observées du champ magnétique. La direction de ce champ est généralement parallèle au plan de l'écliptique; elle fait le plus souvent un angle (ϕ_B) de 45° avec la direction radiale. Dans le plan de l'écliptique, les lignes de force ont la forme de spirales d'Archimède tel qu'il est indiqué dans la figure 3; le champ magnétique est tantôt dirigé vers le Soleil, tantôt en direction opposée. Cette particularité du champ magnétique interplanétaire a permis de définir des *secteurs magnétiques* où la polarité du champ est constante, comme le montre la figure 3. Il est maintenant admis que cette alternance entre secteurs de polarités opposées correspond aux régions situées au-dessus et en dessous d'une couche de courant électrique ondulant autour du Soleil, au voisinage du plan équatorial, à la manière d'un « tutu de ballerine ». (Svalgaard et Wilcox, 1978).

La différence parfois importante entre les valeurs moyennes et les valeurs les plus probables dans le tableau 1 indique que les valeurs observées ne sont pas distribuées

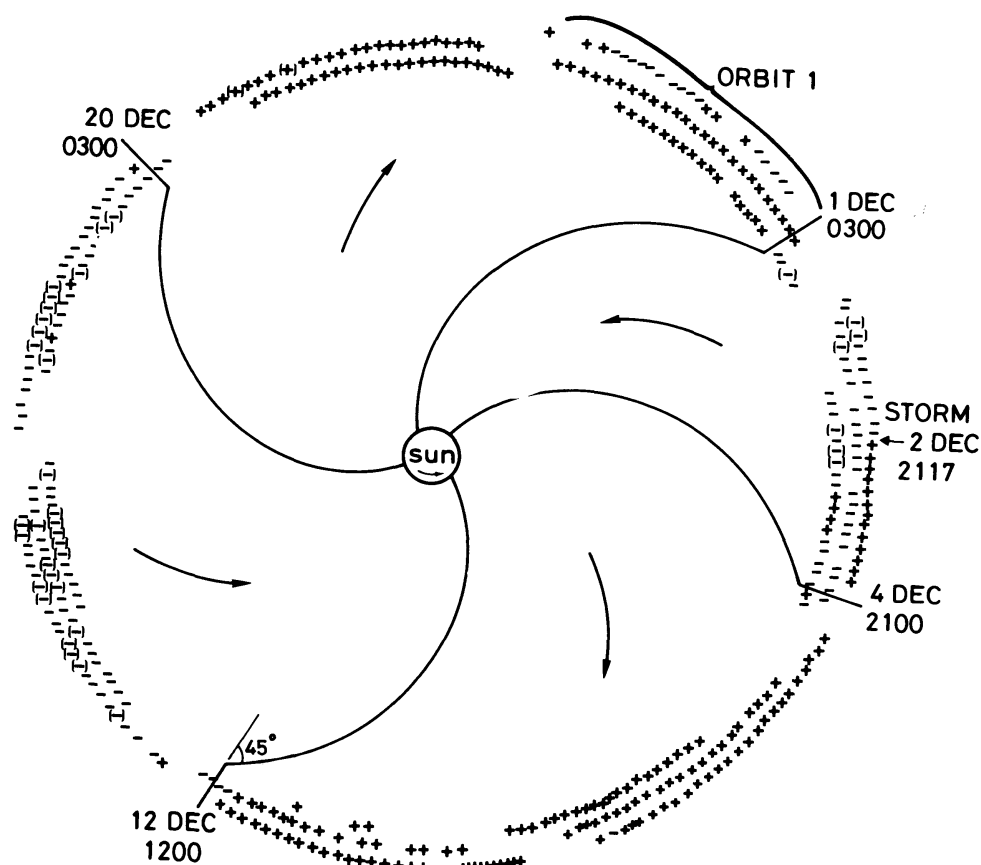


Fig. 3. Structure en secteur du champ magnétique interplanétaire mesuré à l'aide de IMP 1 entre Novembre 1963 et Février 1964 (d'après Ness et Wilcox, 1967).

Les signes positifs indiquent que le champ magnétique est dirigé vers l'extérieur, tandis que les signes négatifs correspondent aux observations pour lesquelles le champ magnétique est dirigé vers le Soleil. L'apparence de ces secteurs magnétiques est due à la présence d'une couche neutre ondoyant au voisinage du plan de l'équateur solaire (Svalgaard and Wilcox, 1978).

de façon symétrique autour de la valeur la plus probable. D'autre part il est intéressant de noter que les déviations standards (σ) sont généralement très grandes. (Voir aussi fig. 2).

b) Variation avec la distance au Soleil

Les propriétés du vent solaire varient avec la distance radiale. Ainsi la densité du plasma près de l'orbite de Jupiter est 27 fois plus petite que celle observée au voisinage de la Terre, ce qui implique une variation en $1/r^2$. Au-delà d'environ 0,3 UA, la vitesse radiale du vent solaire est pratiquement indépendante de r . L'intensité du champ magnétique varie pratiquement comme $1/r^2$; par contre, les températures des différentes espèces de particules décroissent plus lentement lorsqu'on s'éloigne du Soleil.

Les figures 4 et 5 montrent la variation observée de quelques propriétés du vent solaire avec la distance au Soleil, respectivement entre 1,25 et 2,50 UA et entre 0,3 et 1,0 UA.

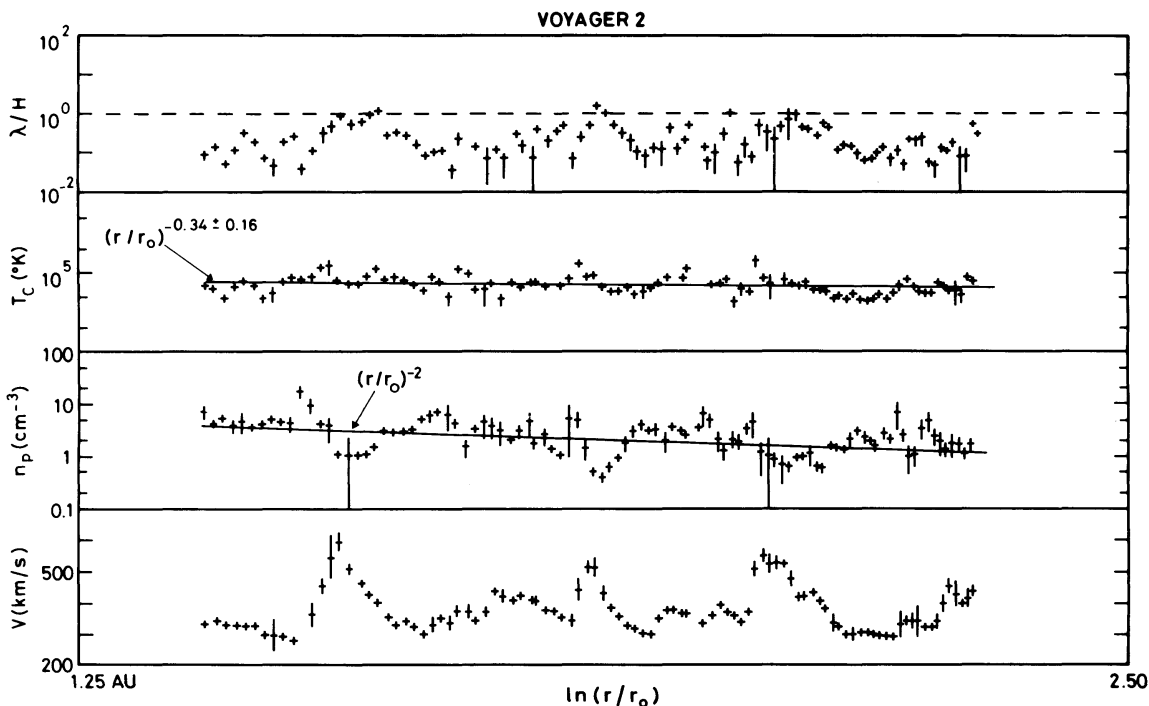


Fig. 4. Distribution radiale des propriétés du vent solaires observées entre 1,25 UA et 2,50 UA à l'aide de la sonde interplanétaire VOYAGER 2. Les valeurs moyennes journalières minimales de la vitesse d'expansion radiale (V en km/s) sont pratiquement indépendantes de la distance radiale (r); les sursauts dans la valeur de V sont dus aux *courants rapides* dans le vent solaire. La densité des protons (n_p , en cm^{-3}) décroît globalement comme $1/r^2$. On remarquera la simultanéité des variations de V et n_p dans les *courants rapides*. La moyenne journalière de la température des électrons (T_e) décroît également avec la distance radiale. Le rapport du libre parcours moyen des électrons (λ) à la hauteur d'échelle des densités ($H = (\text{d} \ln n_e / \text{d} r)^{-1}$) est donnée dans la partie supérieure de la figure. On constate que ce rapport devient égal à l'unité dans les courants rapides. Toutefois en moyenne un électron du vent solaire subit quatre collisions Coulombiennes avec déflections angulaires totales de 90° , sur une distance égale à H . Une telle fréquence de collision suffit à maintenir la distribution de vitesse des électrons thermiques du vent solaire proche d'une distribution quasi-Maxwellienne et quasi-isotrope (d'après Scudder, communication personnelle, 1979).

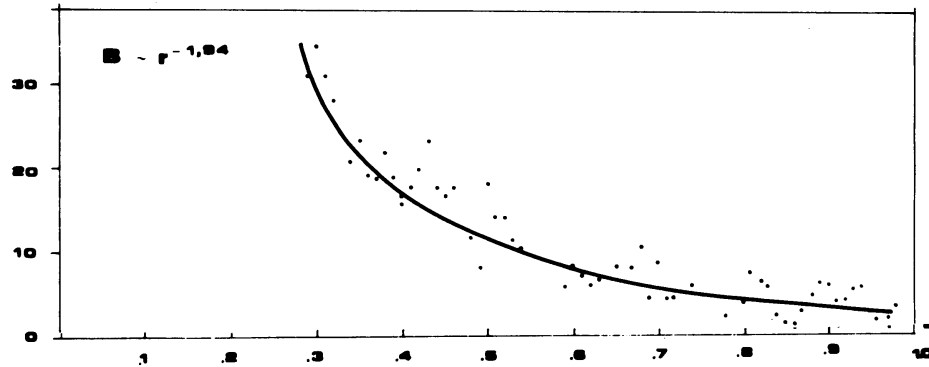


Fig. 5. Champ magnétique total (B) en fonction de la distance héliocentrique entre 0,3 et 1 UA. Les points représentatifs correspondent à des moyennes prises sur 12 heures, mesurées par la sonde *Helios 2*. La courbe en trait continu, obtenue par la méthode des moindres carrés à partir des points expérimentaux, montre que B varie pratiquement en $1/r^2$ entre les orbites de Mercure et de la Terre. (Extrait de Mariani et al., 1979).

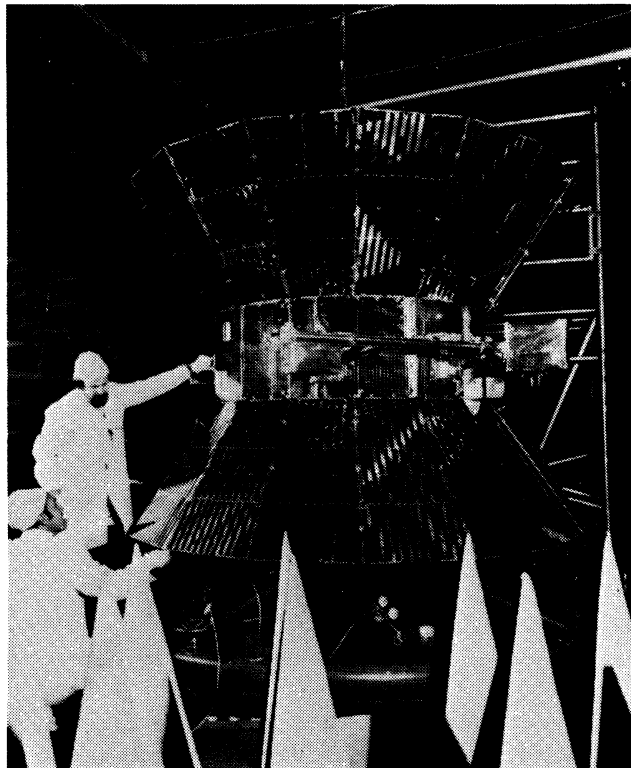


Fig. 6. Photographie de la sonde interplanétaire HELIOS 2 lancée le 15 janvier 1976 sur une orbite héliocentrique dont le périhélie est à 0,29 UA (record actuel de distance d'approche du Soleil) et l'aphélie à 0,99 UA. Cette sonde a permis d'obtenir des mesures du Vent Solaire entre 0,3 UA et l'orbite de la Terre. La surface de la sonde était recouverte de panneaux solaires que l'on distingue sur la photo. (Photo NASA - Expérience germano-américaine).

Il est essentiel de noter que les paramètres caractéristiques du vent solaire mesurés en un point varient avec le temps, mais pas de manière indépendante. Par exemple, les figures 7a et 7b montrent que la température des protons augmente en moyenne lorsque la vitesse du vent solaire augmente. Par contre la valeur moyenne de la densité à 1 UA croît quand la vitesse décroît.

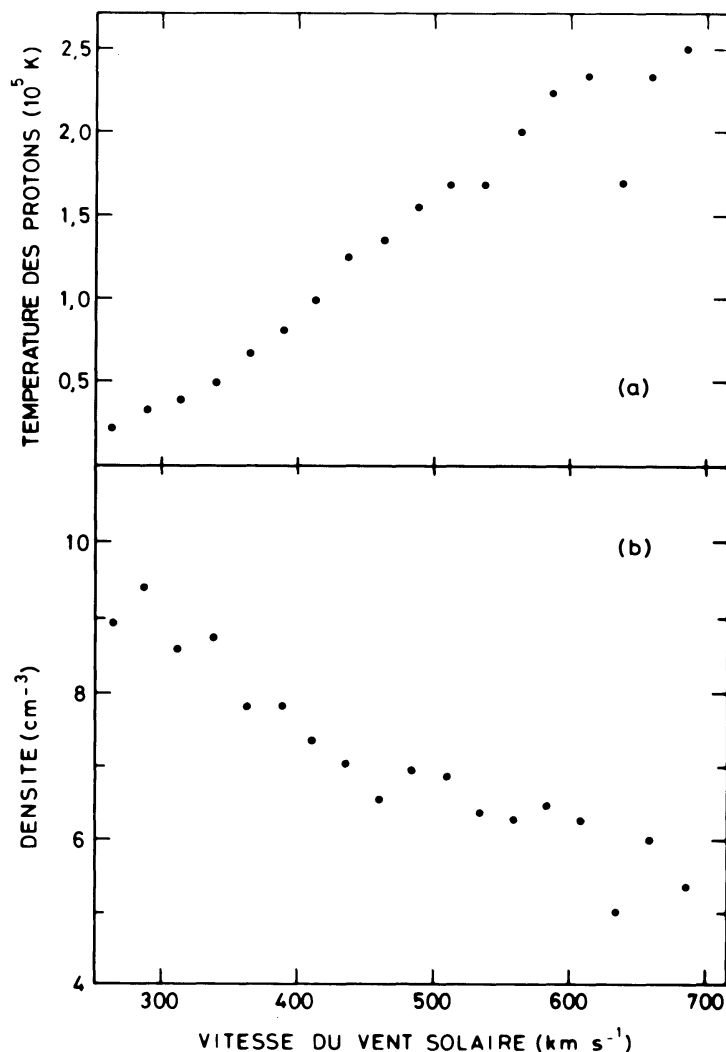


Fig. 7. Dépendance de la température (a) et de la densité (b) des protons en fonction de la vitesse du vent solaire observées à 1 UA (d'après Hundhausen *et al.* 1970).

La température la plus probable des électrons est environ deux fois et demi plus élevée que celle des protons, ce qui révèle que les collisions entre les électrons et les protons sont trop rares pour assurer l'équipartition d'énergie entre ces deux constituants; de même, la température des particules alpha est 2 à 3 fois plus élevée que celle des protons, ce qui confirme que le vent solaire est un plasma « non-collisionnel » au voisinage de l'orbite terrestre. Bien que les ions d'hydrogène y soient les plus abondants, on trouve dans la couronne solaire et dans le vent solaire une concentration non négligeable d'autres atomes fortement ionisés, comme l'hélium deux fois ionisé, ${}^4\text{He}^{++}$ (1 à 20 %; en moyenne 4,7 %) et ${}^3\text{He}^{++}$, O^{7+} , O^{6+} , ainsi que des ions de Fer et de Silicium.

La distribution des vitesses thermiques des ions présente une forte anisotropie dans la direction des lignes de force du champ magnétique interplanétaire le long desquelles les particules chargées se déplacent en décrivant des trajectoires hélicoïdales : la température dite « parallèle » des protons (caractérisant la vitesse d'agi-

tation thermique dans la direction parallèle au champ magnétique) est 1,5 à 2 fois supérieure à la température dite « perpendiculaire » de ces mêmes particules. Les électrons du vent solaire sont cependant distribués de manière plus isotrope, sauf les électrons d'énergie supérieure à 50 eV qui forment une population distincte des électrons froids dont l'énergie n'est guère plus élevée que 10 eV ($1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-12} \text{ erg}$).

Le vent solaire présente une variabilité modulée par la *structure en secteurs magnétiques* qui elle-même semble être en corotation avec le Soleil. Mais au sein d'un même secteur magnétique, on observe aussi des *variations irrégulières*. Certaines de

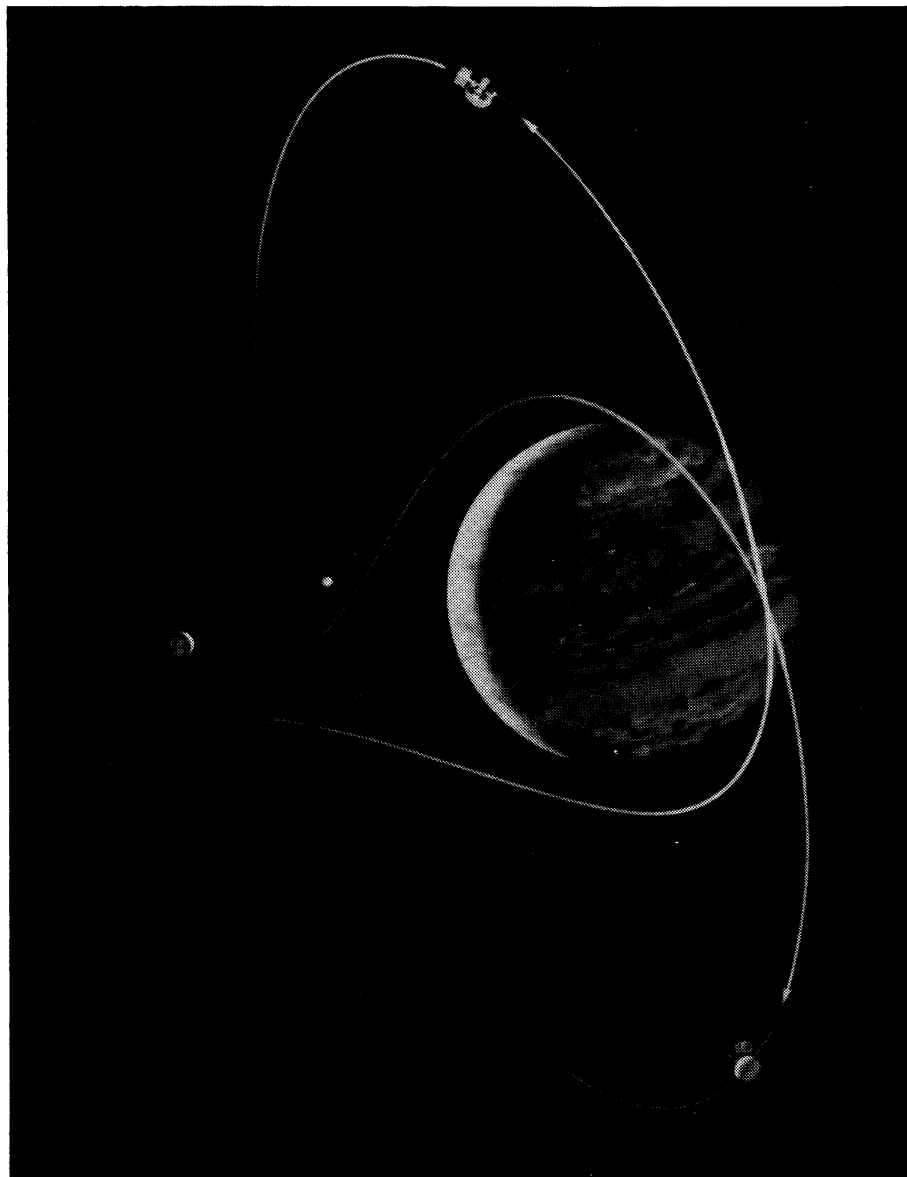


Fig. 8. Ce dessin montre les trajectoires que devraient suivre les deux sondes interplanétaires du projet ISPM. Celles-ci seraient les premières à sortir en dehors du plan de l'Ecliptique. En gros plan on voit la planète Jupiter dont on utilisera le champ gravifique pour conférer aux deux sondes des orbites polaires autour du Soleil. Date prévue pour le lancement : 1985. (Photo NASA)

ces variations sont attribuées à des ondes magnétohydrodynamiques. D'autres types de variation plus abruptes sont identifiées à des discontinuités de la direction du champ magnétique interplanétaire. Lorsqu'un magnétomètre traverse une telle discontinuité, la direction et/ou de l'intensité du champ magnétique varient sur une distance de 1000 à 5000 km (c'est-à-dire une distance comparable à quelques fois le rayon de giration de Larmor des protons autour des lignes de force du champ magnétique).

Un modèle cinétique de ces discontinuités directionnelles a été récemment développé à l'Institut d'Aéronomie Spatiale (*Roth*, 1980). Les observations à haute résolution temporelle qui devraient être obtenues au cours de la mission ISPM (International Solar Polar Mission) permettront de tester et d'améliorer de tels modèles des discontinuités que l'on rencontre non seulement dans le vent solaire mais vraisemblablement dans beaucoup d'autres plasmas cosmiques.

c) Variations avec la latitude héliographique

Depuis plus de vingt années, on a pu observer le vent solaire et ses variations dans le plan de l'écliptique. Mais, il ne fait aucun doute que l'expansion de la couronne solaire et la distribution des différents paramètres du vent solaire est fonction de la latitude héliographique. C'est précisément en vue de déterminer la dépendance de ces paramètres en fonction de la latitude héliographique que la NASA et l'ESA ont mis en chantier le projet international intitulé ISPM. A l'aide de deux sondes interplanétaires qui chemineront d'abord vers la planète Jupiter et seront ensuite déviées hors du plan de l'écliptique en utilisant le champ gravifique de Jupiter, il sera possible entre 1985 et 1989 espérons-le, de mesurer pour la première fois les paramètres du vent solaire à des latitudes variant entre 0 et $\pm 80^\circ$: c.-à-d. d'observer le Soleil et le vent solaire simultanément à une distance de 1,2 UA des pôles Nord et Sud du Soleil. Les observations de radio-scintillation ont déjà mis en évidence que la vitesse du vent solaire augmente de 1 à 2 km/s par degré de latitude héliographique. D'autre part, les observations de SKYLAB ont permis de montrer que les jets à grande vitesse dans le vent solaire que l'on observe de manière récurrente à 1 UA trouvent leur origine dans les régions de latitude élevée et précisément au sein de ce que l'on a appelé les « *trous coronaux* ». L'origine de ces trous coronaux reste actuellement encore, tout comme celle de l'*activité solaire* à laquelle ils sont liés, une énigme pour les physiciens du Soleil.

REFERENCES

- ALFVEN, H. *Cosmical Electrodynamics*, Oxford University Press, London, 1950.
 BLUM, P.W. and FAHR, H.J., *Interaction between interstellar Hydrogen and the solar wind*, *Astronomy and Astrophysics* 4, 280-290, 1970.
 BRASSEUR, G., and LEMAIRE, J., *Fitting of hydromagnetic and kinetic solar wind models.*, *Planet. Sp. Sci.* 25, 201-203, 1977.
 CHAMBERLAIN, J.W., *Interplanetary gas. II, Expansion of a model solar corona*, *Astrophys. J.* 131, 47-56, 1960.

- CHAPMAN, S., *Notes on the solar corona and the terrestrial ionosphere*, *Smithson Contrib. Astrophys.* 2, 1-12, 1957.
- CHAPMAN, S. and FERRARO, V.C.A., *A new theory of magnetic storms*, *Nature* 126, 129-130, 1930.
- FELDMAN, W.L., ASBRIDGE, J.R., BARNE, S.J. and GOSLING, J.T., *Plasma and magnetic fields from the Sun* in « *The physical Output of the Sun, 1975* » edited by O.R. White, p. 351, Colorado Associated University Press, Boulder, 1977.
- HUNDHAUSEN, A.J., BARNE, S.J., ASBRIDGE, J.R. and SYDORIAK, S.J., *Solar wind proton properties : Vela 3 observations from July 1965 to June 1967*, *J. Geophys. Res.* 75, 4643-4657, 1970.
- LEMAIRE, J. and SCHERER, M., *Le champ électrique de polarisation dans l'exosphère ionique polaire*, *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris* 269, 666-669, 1969.
- LEMAIRE, J. and SCHERER, M., *Kinetic models of the Solar Wind*, *J. Geophys. Res.* 76, 7479-7490, 1971.
- MARIANI, F., VILLANTE, U., BRUNO, R., BAVASSANO, B. and NESS, N.F., *An extended investigation of Helios 1 and 2 observations : The interplanetary magnetic field between 0,3 and 1 AU*, *Solar Physics* 63, 411-421, 1979.
- NESS, N.F., *Direct measurements of Interplanetary magnetic fields and plasmas*. 88-109, in : « *Stickland, A.C. (ed.), Annals of the IQSY, Vol. 4, Solar-Terrestrial Physics, Solar Aspects*, M.I.T. Press, Cambridge, Mass, 1969.
- NESS, N.F., and WILCOX, J.M., *Interplanetary sector structure, 1962-1966*, *Solar Phys.* 2, 351-359, 1967.
- NEUGEBAUER, M., and SNYDER, C.W., *The mission of MARINER 2 : Preliminary observations, solar plasma experiment*, *Science* 138, 1095-1097, 1962.
- PARKER, E.N., *Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields*, *Astrophys. J.* 128, 664-676, 1958.
- ROTH, M. *The microstructure of the magnetopause*, Thèse de Doctorat, Univ. Libre de Bruxelles, 1980.
- SCUDDER, J.D. and OLBERT, S., *A theory of Local and Global processes which affect solar wind electrons, 1, The origin of typical 1 AU velocity distribution functions - steady state theory*, *J. Geophys. Res.* 84, 2755, 1979.
- SNYDER, C.W., and NEUGEBAUER, M. *Interplanetary solar wind measurements by MARINER II*, *Space Res.* IV, 1964.
- SVALGAARD, L. and WILCOX, J.M. *A view of solar magnetic fields, the solar wind in three dimensions*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 16, 429-443, 1978.

QUELQUES OUVRAGES OU ARTICLES DE REVUE SUR LE VENT SOLAIRE

- BEHANNON, K.W., *Heliocentric distance dependence of the interplanetary magnetic field*, *Rev. Geophys. Space Phys.* 16, 125-145, 1978.
- DONNELLY, R. *Solar Terrestrial Predictions Proceedings*, Vols. 1-4, 1979, Results of Solar-Terrestrial Predictions Workshop, April 23-27, 1979, Boulder, Colorado.
- DRYER, M., *Interplanetary shock waves generated by solar flares*, *Space Sc. Rev.* 15, 403, 1974.
- HUNDHAUSEN, A.J., *Coronal expansion and solar wind*, Springer, New York, 1972.
- KENNEL, C.F., LANZEROTTI, L.J., and PARKER, E.N., eds, *Solar System Plasma Physics*, Vols. I, II and III, published by North-Holland Publishing Co., 1979.
- MCCORMAC, B.M., and SELIGA, T.H., eds., *Solar-Terrestrial Influences on Weather and Climate*, Reidel Publ. Co., Dordrecht, 1979.
- SHEA, M.A., SMART, D.F., and WU, S.T., eds., *Study of travelling interplanetary phenomena*, 1977, D. Reidel Publ. Co, Dordrecht-Holland, 1977.
- SMITH, E.J. and WOLFE, J.H., *Fields and plasmas in the outer solar system*, *Space Sci. Rev.* 23, 217-252, 1979.
- SVALGAARD, L., and WILCOX, J.M., *A view of solar magnetic fields, the solar corona, and the solar wind in three dimensions*, *Annual Rev. of Astron. and Astrophysics* 16, 429-443, 1978.
- WHITE, O.R., ed., *The Solar Output and its Variation*, Colorado, Associated univ. Press, Boulder, 1977.