

La pénétration du vent solaire dans la magnétosphère

par Joseph LEMAIRE*

Introduction historique

L'étude de l'interaction entre des particules chargées émises par le Soleil et le champ magnétique terrestre remonte au début de ce siècle, lorsque Lodge (1900) attribuait les orages géomagnétiques « à un torrent ou à des nuages en mouvement constitués d'atomes chargés d'ions ». Il continuait en disant que « d'après des observations d'aurores et des variations magnétiques, il semble que la Terre possède une queue dans la direction opposée au Soleil semblable à une queue de comète ».

Parmi les nombreux pionniers du début de ce siècle, citons encore Chapman (1923) et Ferraro (1930) qui ont contribué de façon déterminante à l'étude de l'interaction entre les particules émises sporadiquement par le Soleil et le champ magnétique dipolaire de la Terre. Sur la base de résultats d'observations cométaires, Biermann concluait, en 1951, que le Soleil émet un flux continu de particules chargées. C'est à E.N. Parker (1958) qu'on doit d'avoir introduit le premier modèle d'expansion radiale de la couronne solaire. Depuis lors on a appelé cette émission continue de plasma coronal : le vent solaire.

Que savons-nous du Vent Solaire ?

Comme notre propos est d'examiner le problème de la pénétration du vent solaire dans la magnétosphère, nous nous contenterons ici de

* Institut d'Aéronomie Spatiale, 3 av. Circulaire, B 1180 Bruxelles.

donner seulement un bref aperçu des propriétés du vent solaire au voisinage de la Terre. Le lecteur plus intéressé trouvera une excellente synthèse sur le vent solaire dans la monographie de Hundhausen (1972).

A la distance d'une Unité Astronomique du Soleil la vitesse radiale du vent solaire est de l'ordre de 400 km/sec. La concentration de ce gaz ionisé est de quelques électrons et protons par cm^3 . Ce plasma contient aussi une proportion variable de noyaux d'Hélium (moins d'une particule $\text{He}^{++}/\text{cm}^3$). Par suite de la rotation solaire et de cette expansion radiale, les lignes de force du champ magnétique solaire s'étendent dans le milieu interplanétaire en formant dans le plan de l'écliptique des spirales d'Archimède comme il est illustré dans la figure 1. L'intensité

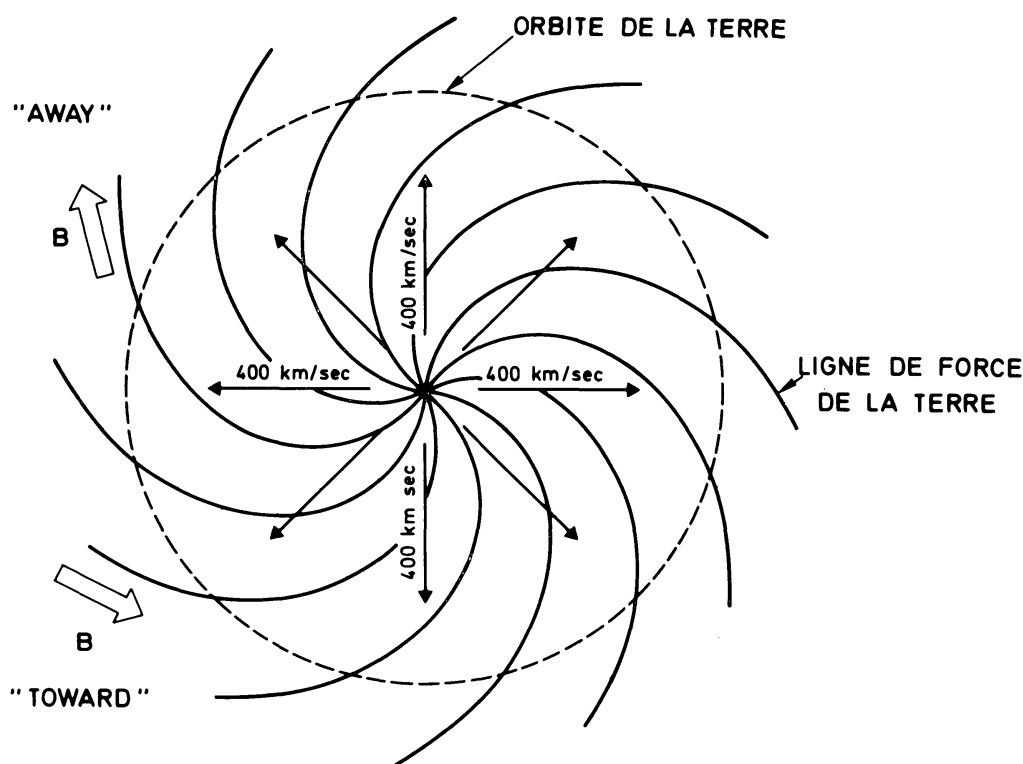


Fig. 1. — L'Expansion radiale du vent solaire combinée à la rotation du Soleil donne aux lignes de force magnétiques la forme de spirales d'Archimède.

du champ magnétique dans le vent solaire est de l'ordre de 5 n T (c'est-à-dire 5×10^{-5} Gauss) à l'orbite de la Terre. L'angle entre la direction moyenne de ce champ magnétique et la ligne Soleil-Terre est en moyenne de 45° ou de 135° suivant que la Terre se trouve dans un secteur de polarité A (« Away ») ou T (« Toward »). Les températures moyennes correspondant aux mouvements désordonnés des électrons et des protons sont respectivement de $1.5 \cdot 10^5$ K et $4 \cdot 10^4$ K. Mais ces températures,

comme toutes les autres propriétés, varie d'un instant à l'autre comme le montre la figure 2. Ces variations de vitesse, de densité et de température intégrées sur des intervalles de 1 heure, montrent que le vent solaire est très peu homogène et qu'il est aussi non-stationnaire (variations dans l'espace et dans le temps).

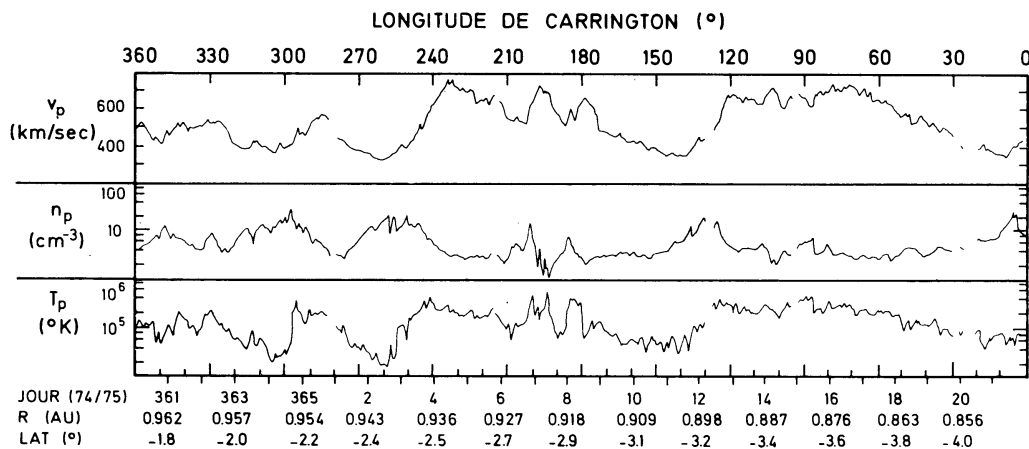


Fig. 2. — Moyenne horaire de la vitesse, de la concentration et de la température radiale du vent solaire en fonction de la longitude de Carrington, de la distance radiale (R), de la latitude héliocentrique (LAT) et du temps (JOUR) (mesures de HELIOS-1; janvier 1975).

Les mesures des faibles flux de particules exigent en général des temps d'intégration très longs. Par conséquent la résolution temporelle pour de telles observations est rarement meilleure que 4 minutes. Or au cours de cet intervalle de temps le vent solaire s'est déplacé d'environ 100.000 km, c'est-à-dire d'une distance supérieure au rayon de la magnétosphère (le rayon de la magnétosphère est de l'ordre de 70.000 km). Mais il est communément admis que les propriétés du vent solaire ne varient pas beaucoup sur de telles distances.

Historiquement, c'est sans doute une des raisons qui conduisit les théoriciens à n'accorder leur intérêt qu'à des modèles stationnaires de l'interaction entre le vent solaire et la magnétosphère terrestre. Bien que cette hypothèse simplifie grandement la formulation mathématique de cette interaction, on peut se demander pourquoi on a continué aussi longtemps à reproduire de tels modèles stationnaires. En effet, il existe depuis 1969 des observations radioastronomiques de scintillations de radio sources indiquant que le vent solaire est un amalgame d'irrégularités (filaments allongés dans la direction du champ magnétique interplanétaire) transportées à des vitesses supersoniques hors de la couronne solaire (la vitesse du son est de l'ordre de 80 km/sec). Les diamètres de ces filaments ont été estimés à partir des observations de radioscintilla-

tion. La figure 3 montre la distribution des diamètres de ces irrégularités de densité du vent solaire jusqu'à une unité astronomique. On constate qu'au voisinage de la Terre, les épaisseurs moyennes de ces filaments sont au minimum de 250 km, et sont donc très inférieures au rayon de la magnétosphère de la Terre (Hewish et Symonds, 1969 ; Houminer 1973).

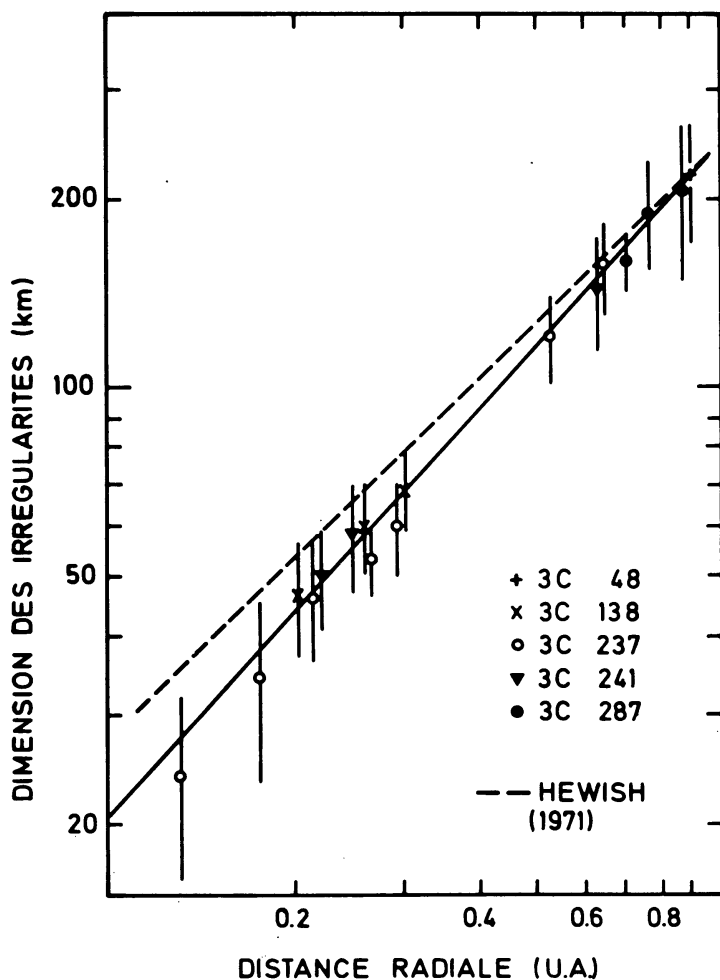


Fig. 3. — Dimension transversale des filaments du vent solaire en fonction de la distance héliocentrique en Unités Astronomiques. Les estimations sont obtenues à partir de la méthode de scintillation des radio sources. On voit que la dimension minimum des irrégularités du vent solaire à l'U.A. est d'environ 250 km.

D'autre part, la figure 4 illustre un exemple d'observations du champ magnétique interplanétaire effectuées à la cadence impressionnante d'une mesure du vecteur B tous les 8 centièmes de secondes. En considérant que la vitesse relative du vent solaire par rapport à l'instrument de mesure est de 400 km/sec, la résolution spatiale est ici de 2.4 km

au lieu de 100.000 km. On remarque sur cette figure que le champ magnétique interplanétaire n'est que rarement uniforme sur des distances de l'ordre de 10.000 km.

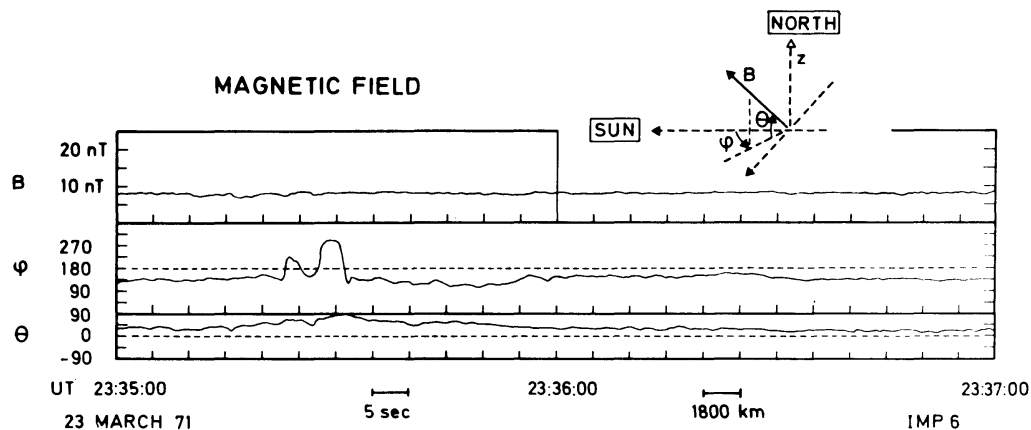


Fig. 4. — Mesures du champ magnétique interplanétaire à la cadence de 1 vecteur B toutes les 80 millisecondes. On voit de nombreux changements de direction de B indiquant la présence d'irrégularités diamagnétiques dont l'épaisseur est inférieure à 1800 km (mesures de IMP6, fournies par N.F. Ness, Goddard Space Flight Center, NASA).

Si le champ magnétique interplanétaire est tellement variable, il y a peu de raisons de penser que le plasma du vent solaire est homogène sur des distances de 10.000 km comparables au rayon de la magnétosphère. On peut donc s'attendre à ce que les modèles magnétosphériques stationnaires, dont nous allons d'abord parler dans la partie suivante, ne soient que des approximations assez éloignées de la réalité.

Les modèles stationnaires de la magnétosphère

Les premiers types de modèles d'interaction entre les particules du vent solaire et le champ géomagnétique sont basés sur une description cinétique. Les mouvements des protons et électrons du vent solaire dans les champs magnétique et électrostatique produisent dans le champ géomagnétique des courants électriques (courants de Chapman-Ferraro) confinés dans une région très mince comme celle qui est illustrée dans la figure 5. Son épaisseur est de l'ordre du rayon de gyration des protons : 100 km. Les courants électriques superficiels renforcent l'intensité du champ magnétique à l'intérieur de la magnétosphère et y introduisent un surcroît de pression magnétique s'opposant à la pression dynamique du vent solaire incident.

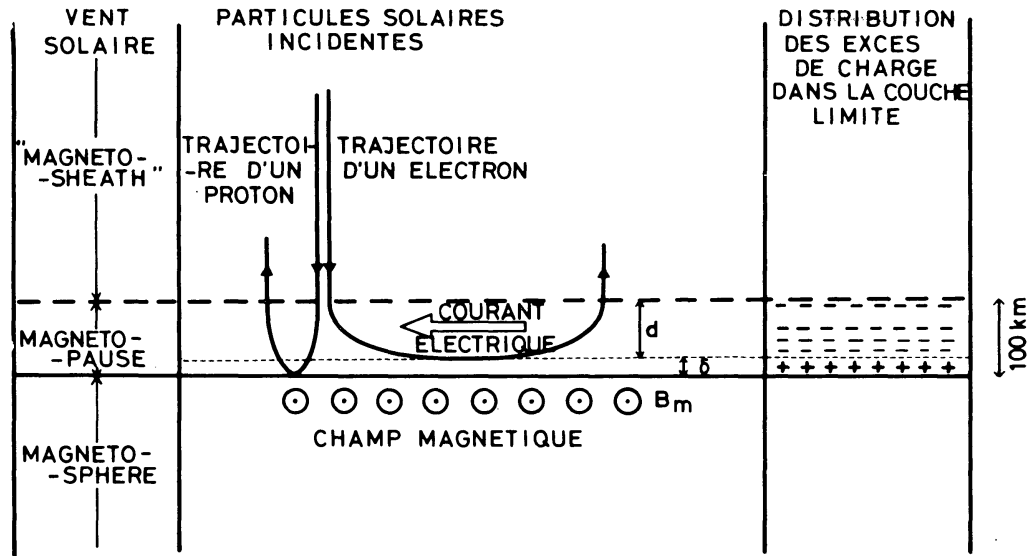


Fig. 5. — Structure de la magnétopause. La séparation des charges entre les protons et les électrons incidents du vent solaire induit un champ électrique perpendiculairement à la surface de la magnétopause. La déviation magnétique des électrons et des protons en sens opposés induit un courant diamagnétique dans la couche limite (courant de Chapman-Ferraro).

La région où se trouvent ces courants et où le champ géomagnétique subit en général une diminution d'intensité est appelée la *magnétopause*.

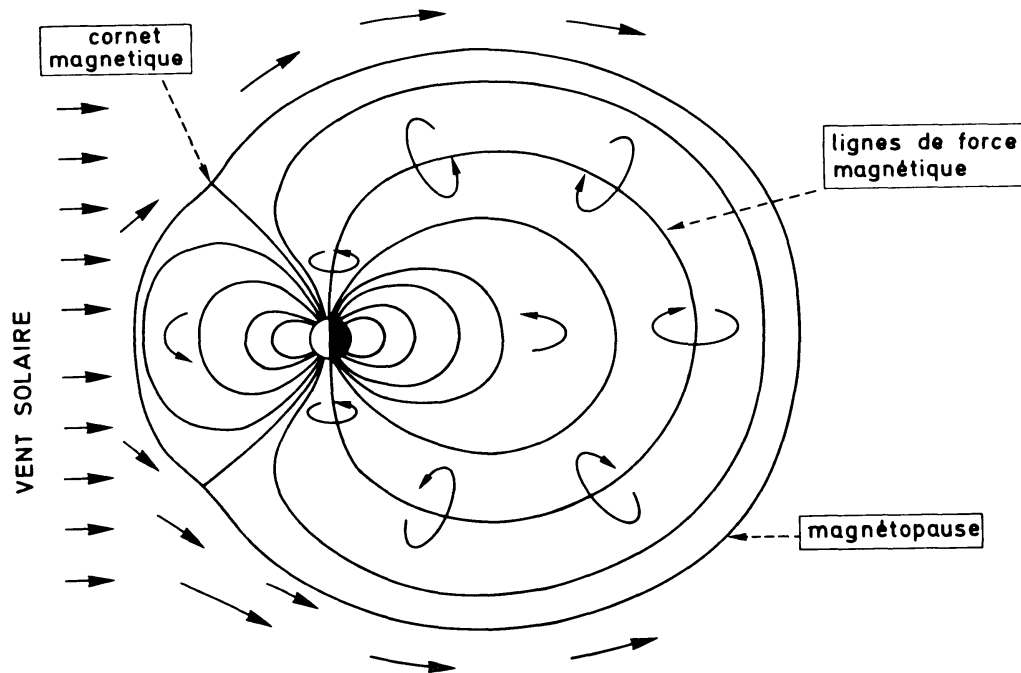


Fig. 6. — Modèle stationnaire d'une magnétosphère fermée. Toutes les lignes de force sont confinées à l'intérieur de la magnétopause.

Les lignes de force magnétiques d'origine terrestre sont confinées en-dessous de cette surface. La magnétosphère est alors une cavité telle que celle représentée dans la figure 6. Le vent solaire glisse littéralement à la surface de cette région globulaire fermée. Les seuls endroits où les particules solaires peuvent éventuellement pénétrer dans une telle magnétosphère fermée sont les deux points neutres où les lignes de force de la magnétopause convergent. Ces régions de convergence des lignes de force sont appelées les « *cornets magnétiques* » (polar cusp). Un article de synthèse concernant ce premier type de modèle magnétosphérique a été publié par Willis (1975).

Dans les modèles de magnétosphères fermées qui sont issus de l'Ecole de Chapman et Ferraro, aucune ligne de force ne traverse la magnétopause. Dès lors celle-ci est ce qu'on appelle une *discontinuité tangentielle*. Nombreuses sont les observations magnétiques qui indiquent que la composante du champ magnétique dans la direction normale à la magnétopause est effectivement voisine de zéro et que, par conséquent, la magnétopause est une discontinuité tangentielle (Fairfield, 1977 ; Son-

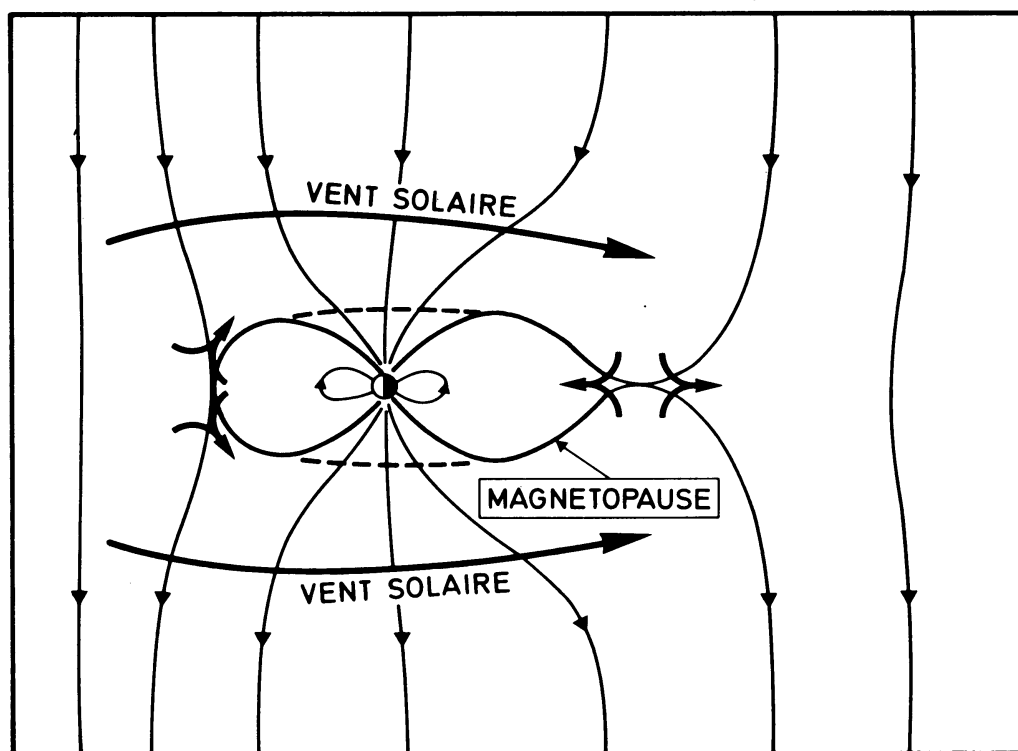


Fig. 7. — Modèle stationnaire d'une magnétosphère ouverte obtenu en superposant un champ magnétique dipolaire et un champ magnétique interplanétaire orienté vers le sud. Les lignes de force polaires traversent la magnétopause et sont interconnectées avec celles du vent solaire. Dans ce cas la « reconnection » des lignes de force se produirait le long d'une ligne neutre à la croisée des lignes de force.

nerup, 1976). Malheureusement il y a des exceptions. En effet, dans d'autres cas la composante du champ magnétique perpendiculairement à la magnétopause n'est pas nulle ! Dans ces cas, la magnétopause doit être considérée soit comme une discontinuité rotationnelle soit comme une onde de choc (voir ci-dessous fig. 14b). Dans ces cas, les lignes de force magnétiques traversent la magnétopause comme il est indiqué dans la figure 7.

On a représenté ici un modèle de magnétosphère ouverte dans lequel toutes les lignes de force issues des calottes polaires sont interconnectées avec des lignes de force solaires qui sont transportées jusqu'à la Terre comme le montre la figure 1. On comprend que dans un tel modèle, les particules du vent solaire ainsi que les rayons cosmiques solaires (produisant occasionnellement des ionisations anormalement élevées et des perturbations radio dans l'ionosphère polaire : PCA), ont ici un accès direct et immédiat aux deux régions polaires.

Ce deuxième type de modèle dont J.W. Dungey (1961) est l'auteur fait partie de l'ensemble des modèles magnétosphériques ouverts. Il existe dans ce type de modèle une *ligne neutre* où les lignes de force se croisent. Dans le cadre de l'approximation des lignes de force « gelées » au sein du plasma, celles-ci se « déplacent » comme les flèches de la figure 7 l'indiquent. Bien que ce concept des lignes de force en mouvement ait été invoqué fréquemment dans le passé, son utilité est cependant contestée actuellement par Alfvén lui-même.

La faiblesse majeure de ce type de modèle magnétosphérique provient des difficultés que les théoriciens éprouvent à expliquer le processus physique irréversible qui agirait au voisinage immédiat de la ligne neutre pour « couper » les lignes de force magnétiques terrestres et les y interconnecter avec le champ magnétique interplanétaire. La théorie magnétohydrodynamique n'est plus applicable au voisinage de ces points (cfr. Vasyliunas, 1975). Une théorie microscopique satisfaisante décrivant le mouvement des électrons et protons près de la ligne neutre reste à faire et à comprendre (Sonnerup, 1976). Il existe d'autres difficultés associées à cette théorie dénommée la théorie du « merging » (cfr. Heikkila, 1977a). En effet, les particules accélérées prévues par cette théorie n'ont pas été détectées là où l'on s'attendait à les observer (cfr. Haerendel, 1977 ; Heikkila, 1977b).

On constate donc que les modèles stationnaires, qu'ils soient « ouverts » ou « fermés » ne sont pas arrivés à rallier l'unanimité des scientifiques. Ni les uns ni les autres ne sont en mesure d'expliquer l'ensemble des observations recueillies jusqu'à ce jour (cfr. Willis, 1977). Pour les uns comme pour les autres, le vent solaire est supposé être un fluide quasiment uniforme et en écoulement stationnaire. La magnéto-

pause constitue alors un obstacle autour duquel le vent solaire est dévié comme il est représenté dans la figure 8a. La ligne en trait plein est une section équatoriale de la magnétopause où la vitesse du plasma solaire possède une composante normale égale à zéro.

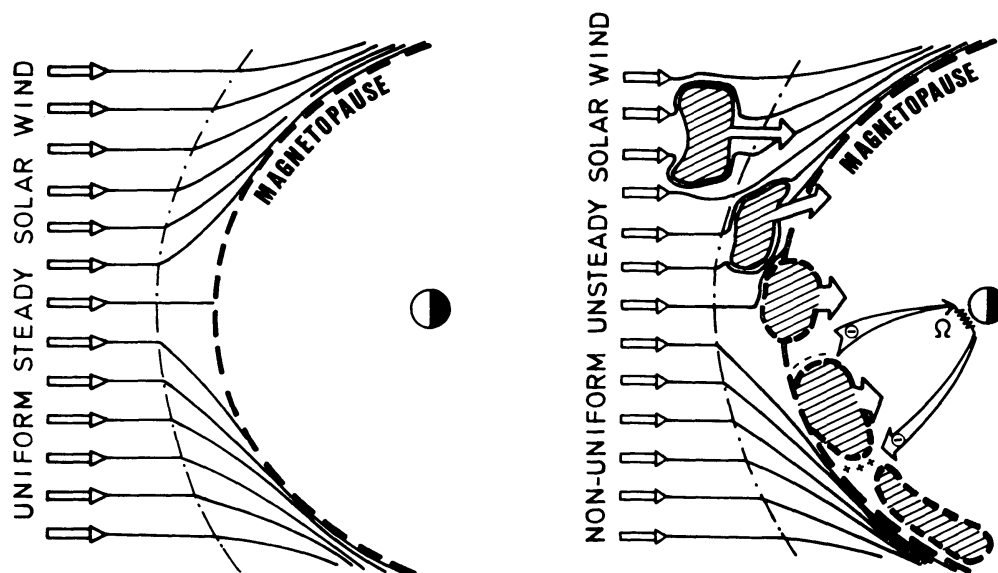


Fig. 8. — Section équatoriale de la magnétosphère :

- lorsque le vent solaire est uniforme et stationnaire la composante normale de la vitesse du vent solaire est nulle partout à la surface de la magnétopause.
- lorsque la densité d'impulsion dans le vent solaire n'est pas uniforme, des éléments de plasma peuvent pénétrer impulsivement (c'est-à-dire par à-coup) au travers de la magnétopause et être freinés à l'intérieur de la magnétosphère où ils dissipent leur énergie aux pieds des cornets magnétiques par effet Joule dans l'ionosphère.

Pénétration des filaments du vent solaire par impulsions successives

Abandonnons maintenant les questions soulevées par les modèles stationnaires pour examiner ce qu'il se passe lorsqu'un filament ou une irrégularité de densité du vent solaire rencontre le champ magnétique de la Terre.

La figure 8b illustre schématiquement la pénétration dans la magnétophère d'un élément de plasma ayant un excès de quantité de mouvement c'est-à-dire par exemple un excès de densité par rapport au milieu ambiant (Lemaire et Roth, 1976). Lorsqu'un tel élément passe dans la région du *feuillet magnétique* (magnetosheath), sa vitesse diminue rapidement au travers de l'onde de choc stationnaire (Bow Shock). La vitesse initiale du vent solaire et celle du filament sont supersoniques (400 km/sec) avant la traversée de cette onde de choc. Dans le feuillet magnétique, celles-ci sont réduites à des valeurs infrasoniques. L'énergie cinétique

de mouvement des particules ($\frac{1}{2} m v^2$) est transformée en énergie d'agitation thermique ce qui a pour conséquence d'accroître la température du plasma. Le freinage de cet élément s'accompagne aussi d'une compression de son volume. Il en résulte que la densité du filament ainsi d'ailleurs que celle du vent solaire ambiant subissent toutes deux une augmentation en passant à travers l'onde de choc. Alors qu'à l'extérieur de l'élément de plasma solaire la composante normale à la magnétopause de la vitesse est nulle, la vitesse du filament lui-même n'est pas nulle en raison de son excès d'impulsion initial. Par conséquent, le filament pénètre plus profondément dans le champ géomagnétique que le vent solaire extérieur.

Dès que l'élément atteint la magnétopause et la traverse, celui-ci est en contact avec les lignes de force du champ géomagnétique confiné derrière la magnétopause. Un observateur fixe à l'intérieur de la magnéto-
 \rightarrow
 sphère voyant pénétrer l'élément de plasma avec la vitesse résiduelle \vec{V}_e , mesurera un champ électrique

$$\vec{E}_m = - \vec{V}_e \wedge \vec{B}_m \quad (1)$$

à l'endroit où se trouve l'élément de matière en mouvement.

Dans le système de coordonnées en mouvement avec le filament, le champ électrique \vec{E}' est nécessairement nul. En effet, en appliquant la transformation de Lorentz on a

$$\vec{E}' = \vec{E}_m + \vec{V}_e \wedge \vec{B}_m = 0 \quad (2)$$

(voir figure 9a).

L'existence du champ électrique \vec{E}_m perpendiculaire au champ d'induction magnétique \vec{B}_m , implique qu'il existe dans la magnétosphère des différences de potentiel électrique. Si d est le diamètre de l'élément de plasma dans la direction perpendiculaire à \vec{B}_m , Φ , la différence de potentiel entre deux lignes de force magnétiques tangentes à la surface de l'élément, est donnée par

$$\Phi = \vec{E}_m \cdot d \quad (3)$$

Cette différence de potentiel Φ et le champ électrique \vec{E}_m se projettent le long des lignes de force magnétiques dans l'ionosphère comme le montre la figure 9b. A l'altitude de la région-E de l'ionosphère, la fré-

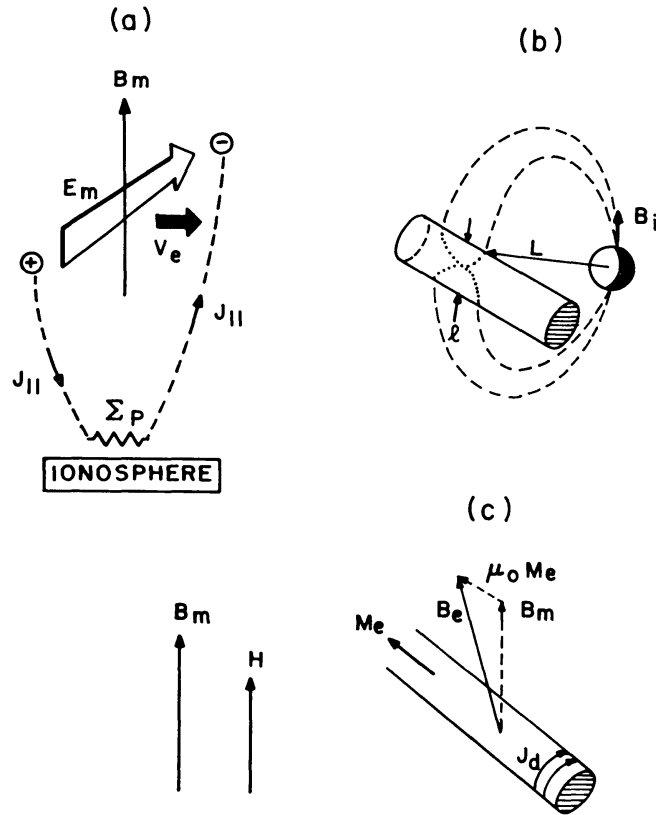


Fig. 9.

- a) Champ électrique (E_m) induit dans un champ magnétique (B_m) par un élément de plasma ayant une vitesse (v_e) ;
 b) Partie de filament entourée de lignes de force magnétosphériques ;
 c) Définition du champ magnétique (H), de la magnétisation (M), et du champ d'induction (B) ; J_p est la densité de courants diamagnétiques.

quence de collision des électrons avec les particules neutres de l'atmosphère est du même ordre de grandeur que la fréquence de gyration des électrons dans le champ magnétique. En appliquant la différence de potentiel Φ entre deux lignes de force magnétiques, un courant électrique horizontal (courant d'électrons ionosphériques) s'établira dans la région-E entre les pieds de ces lignes de force. Ce courant tendra à neutraliser les charges de polarisation qui sont apparues à la surface de l'élément de plasma en mouvement. Des courants électriques parallèles aux lignes de force magnétiques transportent ces charges depuis les confins de la magnétosphère jusqu'à la partie résistive de l'ionosphère. Ces courants alignés sont appelés *courants de Birkeland* en l'honneur de celui qui les

avait introduits il y a 70 ans (Birkeland, 1908). Comme la conductibilité électrique perpendiculairement aux lignes de force n'est pas nulle ($\Sigma_p = 0,2$ Siemens), la différence de potentiel Φ appliquée aux extrémités des lignes de force en contact avec l'élément de plasma peut se décharger d'autant plus rapidement que le courant électrique est élevé, c'est-à-dire que la conductibilité électrique de Pedersen est elle-même élevée. Au fur et à mesure que la tension électrique Φ diminue, le champ électrique \vec{E}_m diminue, et par conséquent, V_e la vitesse d'intrusion du plasma décroît progressivement. Le filament est donc décéléré et son excès d'énergie cinétique ($\int \gamma \frac{1}{2} m n V_e^2 d\gamma$) est dissipé par effet Joule dans la région-E de l'ionosphère. Cette dissipation ohmique des courants électriques engendrés dans l'ionosphère par le mouvement de pénétration des filaments du vent solaire donne lieu à une augmentation de température du plasma et de l'atmosphère neutre aux endroits où convergent les lignes de force tangentes à la magnétopause.

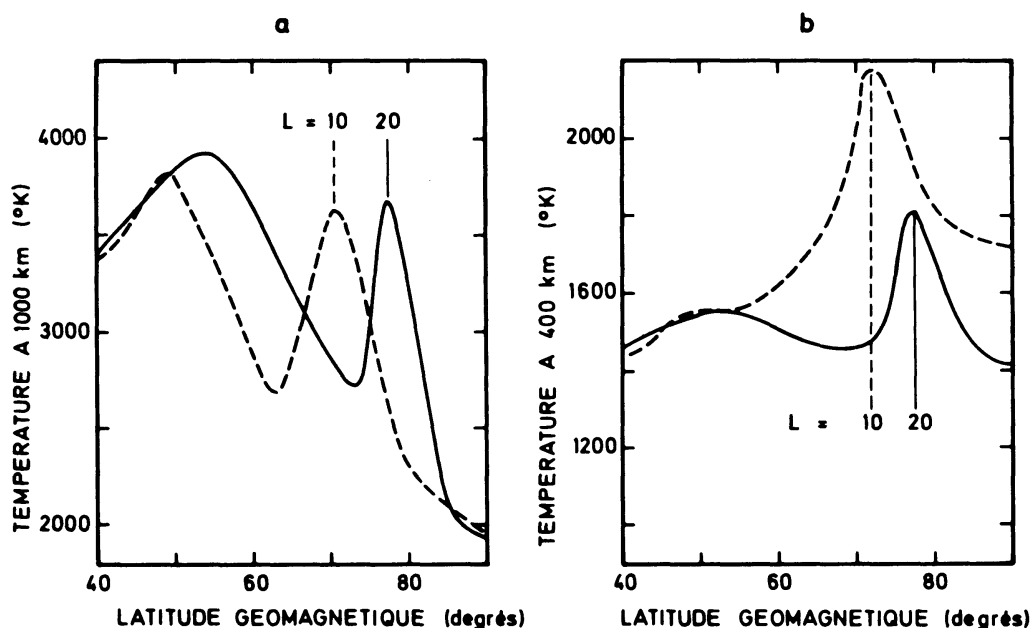


Fig. 10. — Températures ionosphériques en fonction de la latitude géomagnétique en périodes géomagnétiquement calmes ($K_p \approx 1,5$; traits pleins) et en périodes perturbées ($K_p \approx 4,5$; traits interrompus). Les pics correspondant à $L = 10$ (et $L = 20$) sont situés le long des lignes de force du cornet magnétique nord. Le chauffage de l'ionosphère est dû à la dissipation de l'énergie cinétique des éléments de plasma du vent solaire pénétrant impulsivement au travers de la magnétopause. Le maximum de température à plus faible latitude est associé à la plasmopause et constitue un phénomène étranger à celui dont il est question dans le présent article.

Chauffage de l'ionosphère et courants alignés

Les figures 10a et 10b montrent en effet les pics de température observés respectivement à 1.000 km et 400 km d'altitude à la latitude où toutes les lignes de force de la magnétopause « plongent » dans l'ionosphère. Ces régions qui sont appelées les *cornets magnétiques* se situent normalement à 79° de latitude et aux environs de 12 heures de temps local. Mais lorsque la vitesse du vent solaire augmente, et lorsque l'activité magnétique (K_p) augmente, les points neutres et les cornets polaires se déplacent vers des latitudes plus basses (Gladyshev *et al.*, 1974). Les pics de température se déplacent de la même façon, comme l'indiquent les courbes en traits interrompus dans les figures 10a et 10b (Titheridge, 1976).

La densité des atomes neutres de l'atmosphère est elle aussi augmentée dans ces mêmes régions par suite du chauffage résultant de la péné-

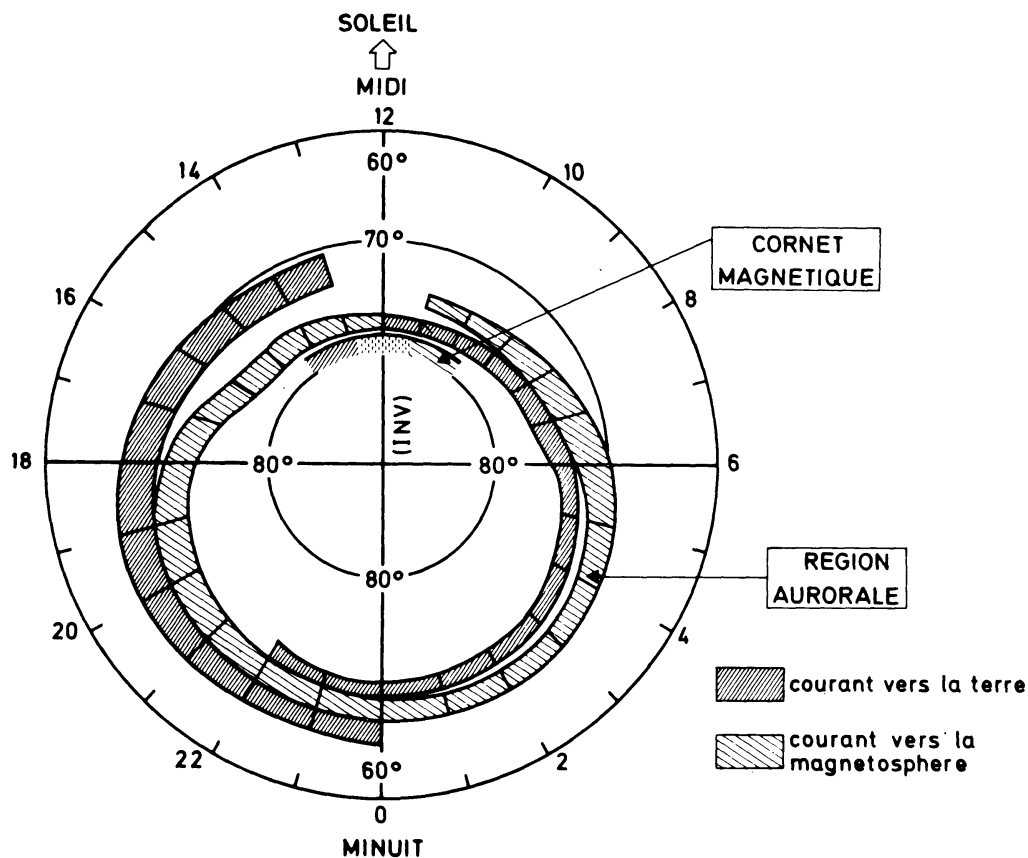


Fig. 11. — Distribution des courants de Birkeland à la surface de l'hémisphère nord en période de faible activité magnétique. La petite région hachurée entre 1000 et 1400 TL est la région du cornet magnétique. Les autres régions annulaires correspondent aux régions aurorales que nous ne discutons pas dans le présent article.

tration impulsive (c'est-à-dire par à-coup) du vent solaire dans la magnétosphère (Moe *et al.*, 1977).

La figure 11 montre les endroits à la surface de l'hémisphère nord où l'on a observé des courants électriques de Birkeland. Nous ne nous intéresserons pas ici aux courants alignés de la région aurorale qui sont localisés dans la zone annulaire hachurée en dessous de 77° . Par contre, la bande hachurée située entre 78° et 80° de latitude et entre 10 et 14 heures de temps local correspond à l'endroit où l'on s'attend à trouver les cornets magnétiques. Dans la partie Est, les courants sont dirigés vers le bas et à l'Ouest, ils sont en sens opposé (Ijima and Potemra, 1976). C'est précisément à cet endroit que la théorie de la pénétration impulsive de filaments du vent solaire prédit l'existence de courants de Birkeland parallèles au champ magnétique de la Terre.

Effets diamagnétiques

Si des éléments de plasma du vent solaire sont injectés impulsivement au travers de la magnétopause, on peut s'attendre à détecter leur présence par les effets diamagnétiques qu'ils doivent produire dans la magnétosphère terrestre (Lemaire, 1977). La figure 12 nous montre en effet des mesures du champ magnétique au voisinage de la magnétopause (Aubry *et al.*, 1971). On notera les nombreuses dépressions dans la valeur absolue du champ magnétique (B) ainsi que les nombreux changements

de direction du vecteur B à l'intérieur de la magnétosphère. La figure 13 illustre un autre cas de présence de ce que nous avons appelé un « trou magnétique » (Burlaga *et al.*, 1977). Ces dépressions dans la valeur de la densité d'énergie magnétique ($B^2/2\mu_0$) sont toujours associées à la présence du plasma solaire (Aubry *et al.*, 1971). Ces observations peuvent donc aussi s'interpréter à partir de la théorie de l'injection impulsive d'irrégularités de densité du vent solaire dans notre magnétosphère, et sans doute dans celle d'autres planètes. En effet, si l'on place un élément de plasma non-collisionnel dans un champ magnétique extérieur H , les courants électriques de surface (courants diamagnétiques : J_d) induisent une magnétisation M telle que $\text{rot } M = J_d$. Ceci a pour conséquence de changer l'intensité ainsi que la direction de l'induction magnétique (B) au travers de la surface de discontinuité contenant le plasma (cfr. fig. 9c). De telles variations sont observées couramment dans les régions extérieures de la magnétosphère (cfr. exemples donnés dans les figures 12 et 13).

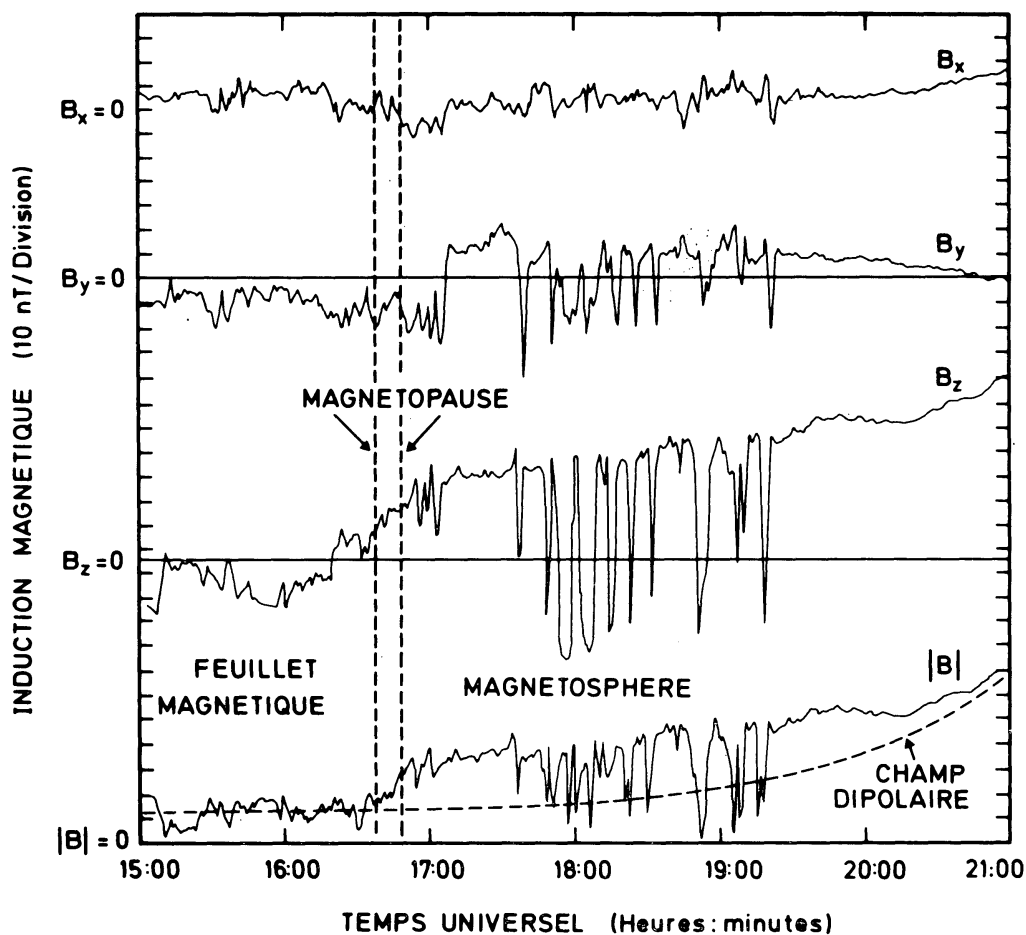


Fig. 12. — Composantes du champ magnétique mesuré dans la magnétosphère et dans la zone de transition « magnetosheath » ou feuillet magnétique. $|B|$ est l'intensité totale de l'induction magnétique mesurée. On remarquera les changements rapides de la direction et de l'intensité du vecteur B à l'intérieur de la magnétosphère. Ces discontinuités directionnelles sont attribuées ici à des éléments du plasma solaire enfouis au sein de la magnétosphère.

Ces discontinuités directionnelles peuvent être de deux types différents suivant la valeur de la composante du champ magnétique B perpendiculairement à la surface du plasma. Dans le premier cas, lorsque B est parallèle à la surface (fig. 14a), on a une discontinuité tangentielle, par contre, lorsque B possède une composante normale non-nulle, on est en présence d'une discontinuité rotationnelle ou d'une onde de choc oblique (fig. 14b ; cfr. Lemaire, 1977).

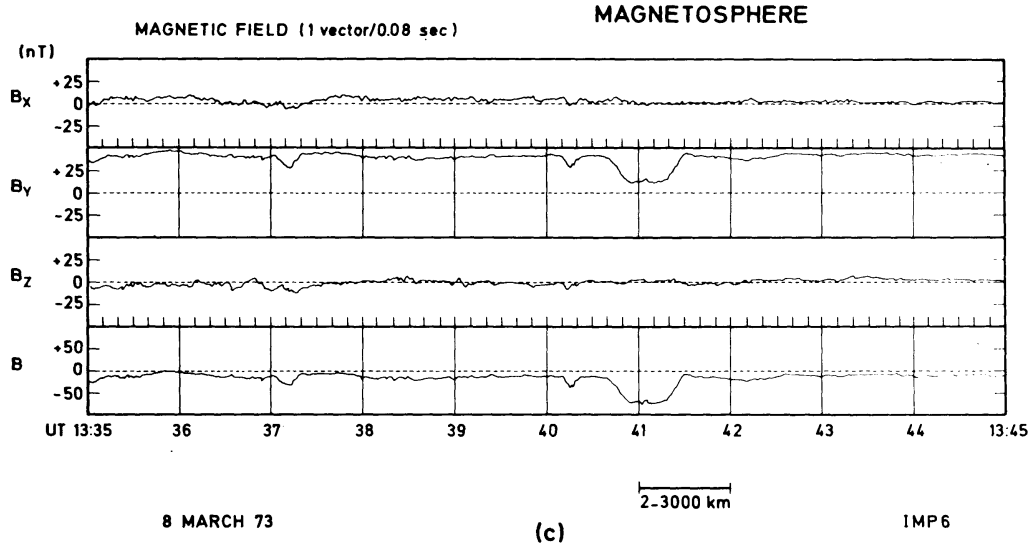


Fig. 13. — Composantes du champ magnétique mesuré à l'intérieur de la magnétopause par le magnétomètre du « Laboratory for extraterrestrial Physics », Goddard Space Flight Center, NASA, à bord du satellite IMP6. Les irrégularités magnétiques sont dues à la présence de filaments diamagnétiques du vent solaire à l'intérieur de la magnétophère.

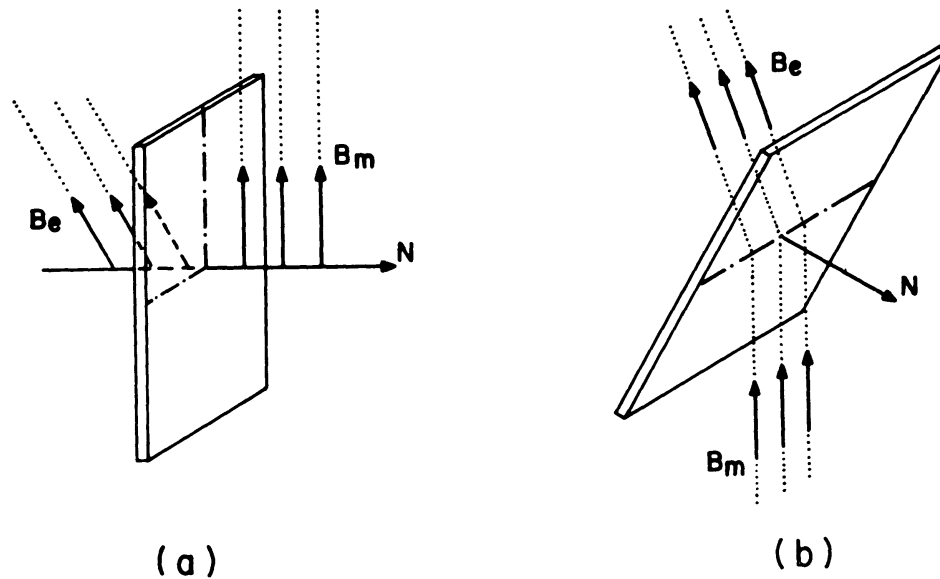


Fig. 14.

- Discontinuité tangentielle : les lignes de force magnétiques sont parallèles à la surface de l'élément de plasma.
- Discontinuité rotationnelle ou onde de choc oblique : les lignes de force magnétiques traversent la surface de séparation.

On pourra observer l'un ou l'autre type de discontinuité directionnelle suivant que le magnétomètre traverse une face de l'élément de plasma qui est parallèle ou non au champ magnétique extérieur \vec{H} . Nous avons déjà signalé ci-dessus que les deux types de transitions ont effectivement été observés au voisinage de la magnétopause (Sonnerup, 1976). Rappelons que ceci avait amené les uns à exclure les modèles magnétosphériques fermés, et les autres à douter des modèles magnétosphériques totalement ouverts. Par contre, la présence de filaments pénétrant par impulsion dans une magnétosphère permet de rendre compte à la fois des deux types de discontinuités directionnelles observées à la magnétopause.

Une magnétosphère ouverte partiellement et par intermittence

On comprend aisément qu'au travers d'une onde de choc ou d'une discontinuité directionnelle (cfr. fig. 14b), les lignes de force magnétiques de la Terre puissent s'interconnecter localement avec celles du milieu interplanétaire.

La figure 15 montre des lignes de force polaires pénétrant au sein d'un élément de plasma enfoui dans la magnétosphère. La surface de discontinuité peut être une simple discontinuité rotationnelle ou une

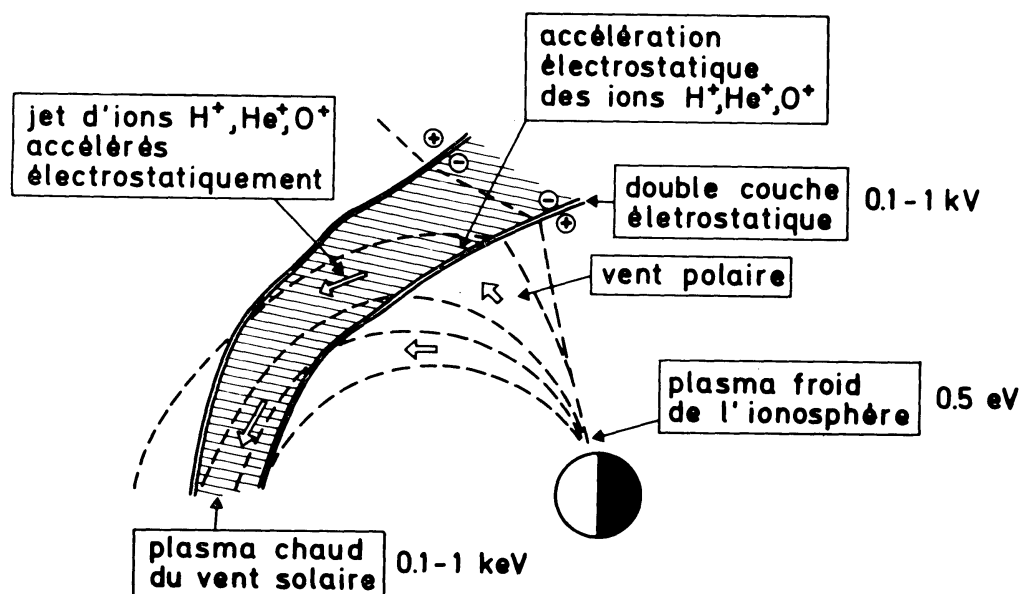


Fig. 15. — Eléments de plasma solaire enfouis dans la magnétosphère. La surface avant du filament est une double couche électrostatique séparant le plasma chaud et le plasma froid. Au travers de cette différence de potentiel les ions du vent solaire sont accélérés vers l'extérieur et se constituent en jet d'ions alignés dans la direction du champ magnétique. Ces filaments interconnectés avec le milieu interplanétaire sont des routes de sortie pour les particules piégées de Van Allen ainsi que des routes d'entrée dans la magnétosphère pour les rayons cosmiques solaires.

onde de choc oblique. Dans ce dernier cas, il existe une différence de potentiel de quelques centaines de Volts entre les deux faces de cette région. Cette barrière de potentiel empêche une trop grande séparation des charges électriques dans le mélange constitué d'une part du plasma chaud d'origine solaire et du plasma froid d'origine ionosphérique. Les modèles cinétiques de Lemaire et Scherer (1971, 1973, 1977) permettent de calculer la distribution du potentiel électrique le long d'une telle ligne de force et de montrer qu'il peut exister à la surface du plasma un potentiel de double couche et un champ électrique parallèle

→ à B de l'ordre ou supérieur à 100 V/m. Un tel champ électrique parallèle vient effectivement d'être observé récemment dans la magnétosphère par Mozer *et al.* (1977).

Au travers de cette différence de potentiel, les ions H^+ , He^+ et O^+ du vent polaire ionosphérique sont accélérés vers le haut et forment des faisceaux ou jets de particules alignés avec la direction du champ

→ magnétique B . De tels faisceaux d'ions O^+ de 12 KeV d'énergie ont en effet été observés dans la magnétosphère par Johnson *et al.* (1977), Frank *et al.* (1977). La vitesse de ces ions énergétiques d'oxygène est de l'ordre de 100 km/sec.

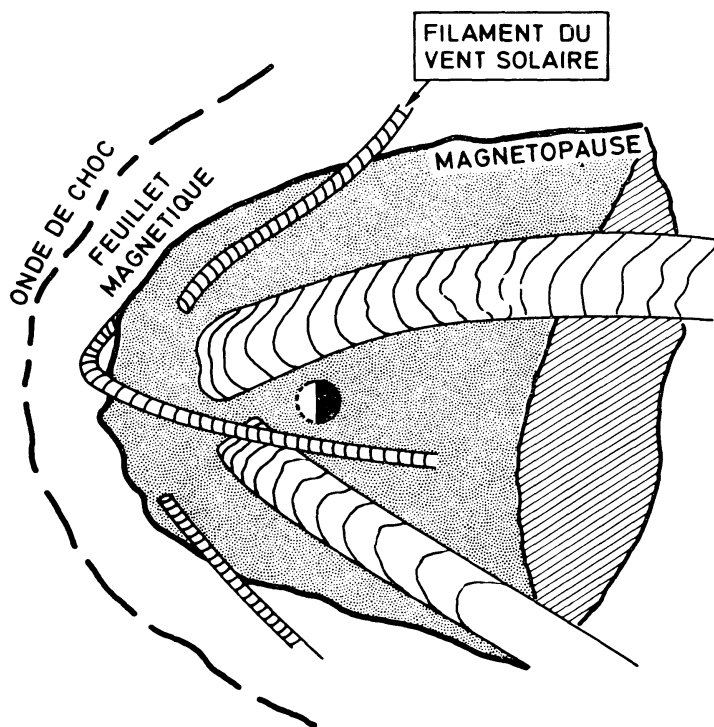


Fig. 16. — Illustration de la surface fermée de la magnétopause déformée par les irrégularités du vent solaire. Certains des filaments du vent solaire sont partiellement englués à l'intérieur du modèle magnétosphérique non-stationnaire discuté dans le texte.

On conçoit aussi que par ce même canal des lignes de force magnétiques terrestres localement interconnectées avec celles du milieu interplanétaire, les particules piégées au sein de la magnétosphère puissent s'échapper sporadiquement à travers la magnétopause et former des jets étroits de protons et d'électrons énergétiques. De tels jets de particules d'origine magnétosphérique sont observés depuis longtemps en dehors de la magnétosphère (Anderson, 1968 ; Gloeckler *et al.*, 1974 ; Sarris *et al.*, 1976). Ces faisceaux d'électrons et de protons d'énergie supérieure à 40 KeV constituent ce qu'on peut appeler le *rayonnement cosmique terrestre*. Dans le modèle non-stationnaire décrit ci-dessus et illustré de façon schématique dans la figure 16, ces rayons cosmiques terrestres trouvent le long des filaments enfouis dans la magnétosphère des ouvertures occasionnelles qui leur permettent de s'échapper sporadiquement de la magnétosphère.

La magnétosphère de Jupiter laisse également s'échapper sporadiquement des jets d'électrons énergétiques. Ces faisceaux de particules ont été observés dans le milieu interplanétaire par Chenette *et al.* (1974), Teegarden *et al.* (1974) et d'autres.

Influence de la direction du champ magnétique interplanétaire

Il est possible de montrer que la pénétration impulsive par à coup des éléments de plasma diamagnétiques au travers de la magnétopause est contrôlée par l'orientation du champ magnétique interplanétaire (Lemaire, 1978). Nombreuses sont les observations qui confirment ce point de vue et qui indiquent qu'effectivement la pénétration de particules solaires dans la partie nord de la queue magnétosphérique est favorisée lorsque le champ magnétique interplanétaire est orienté dans la direction opposée au Soleil (« Away »). Une synthèse détaillée de toutes ces observations a récemment été donnée par Mizera et Fennel (1978).

Le contrôle de la pénétration de vent solaire dans les lobes nord ou sud de la magnétosphère, par la direction du champ magnétique interplanétaire, influence l'activité magnétique observée dans les hémisphères nord et sud de la Terre. Puisque l'indice d'activité magnétique K_p est déduit de perturbations magnétiques mesurées principalement dans l'hémisphère nord, on doit donc s'attendre à ce que cet indice K_p soit relié non seulement à la vitesse du vent solaire mais aussi à la direction du champ magnétique interplanétaire. Une telle corrélation a été mise en évidence par Siebert (1968), Mayaud (1968), Sheeley *et al.* (1977).

Conclusions

Les modèles stationnaires de la magnétosphère décrits dans la première partie de cet article, qu'ils soient entièrement ouverts ou entièrement fermés, se sont avérés impuissants à expliquer toutes les observations réalisées depuis une quinzaine d'années.

Il semble par contre qu'un modèle non-stationnaire tel que celui qui a été décrit dans la deuxième partie de cet article, permette de rendre compte des observations qui auparavant étaient considérées comme contradictoires.

S'il n'y avait pas d'irrégularités de vent solaire possédant un excès d'impulsion par rapport au milieu extérieur, il est vraisemblable que la magnétosphère serait fermée comme le montre la figure 5. Dans ce cas, le vent solaire n'aurait pas d'accès à l'intérieur de la magnétosphère et l'activité géomagnétique due à la pénétration du vent solaire dans la magnétosphère serait nulle à la surface de la Terre. Par contre, lorsque le vent solaire n'est pas homogène, et qu'il existe des irrégularités de densité celles-ci peuvent pénétrer plus profondément au sein de la cavité géomagnétique, à conditions toutefois, que leur impulsion soit supérieure à la valeur moyenne. Ces irrégularités allongées dans la direction du champ magnétique interplanétaire peuvent donc s'enfoncer dans le milieu magnétosphérique et y déposer leur contenu de particules chargées dont l'énergie est comprise entre 10 eV et 1 KeV. De telles injections impulsives viennent d'être observées par Carlson et Torbert (1978) entre 300 et 500 km d'altitude, aux pieds des lignes de force des cornets magnétiques. Les filaments interplanétaires pénétrant au travers de la magnétopause comme il est illustré dans la figure 16, sont des canaux occasionnels par lesquels les rayons cosmiques solaires peuvent être guidés vers les calottes polaires de la Terre ; inversement, ces filaments partiellement englués dans les ceintures de Van Allen sont des chemins par lesquels les particules piégées de plus de 40 KeV peuvent s'échapper de la magnétosphère par intermittence ; par ces mêmes « trous » dans la magnétopause, les particules ionosphériques du vent polaire peuvent aussi s'échapper en suivant les lignes de force terrestres localement interconnectées avec celles du milieu interplanétaire. Mais avant de pouvoir s'échapper par de telles lignes de force « ouvertes », ces particules de 1 eV auront été accélérées jusqu'à des énergies de quelques centaines d'eV par le champ électrostatique existant à la surface de séparation entre le plasma solaire et le plasma froid de l'ionosphère (voir fig. 15).

La pénétration d'irrégularités de densité du vent solaire est en outre contrôlée par la direction du champ magnétique interplanétaire. Ceci implique que toute l'activité géomagnétique au sein de la magné-

tosphère est elle aussi influencée par la direction de ce champ magnétique d'origine solaire.

Nul doute que les satellites magnétosphériques ISEE A et B mis en orbite le 22 octobre 1977 nous donneront de nouvelles observations de la magnétopause et des irrégularités du vent solaire mis en cause ici. Ces deux satellites nous apporteront certainement des précisions nouvelles sur la pénétration de ces irrégularités du vent solaire dans la magnétosphère.

Remerciements

Je tiens à remercier M. Roth pour les discussions intéressantes que nous avons eues lors de l'élaboration de ce modèle magnétosphérique non-stationnaire.

J'adresse aussi mes remerciements à mes amis J. et A. Sauval pour leurs commentaires. J'ai aussi apprécié la collaboration de C. Lemaire et J. Schmitz lors de la préparation de cet article.

BIBLIOGRAPHIE

- ALFVEN, H., On frozen-in field lines and field-line reconnection, *J. Geophys. Res.*, *81*, 4019-4021, 1976.
- ANDERSON, K.A., Energetic electron of terrestrial origin upstream in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *73*, 2387-2397, 1968.
- AUBRY, M.P., KIVELSON, M.G., and RUSSELL, C.T., Motion and structure of the magnetopause, *J. Geophys. Res.*, *76*, 1673-1696, 1971.
- BIERMANN, L., Kometenschweife und Solare Korpuskularstrahlung, *Z. Astrophys.*, *29*, 274, 1951.
- BIRKELAND, K., On the cause of magnetic storm and the origin of terrestrial magnetism, *The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902-1903*, Vol. 1, Seet 1, Aschehoug and o, 1908.
- CARLSON, C.W., and TORBERT, R.B., Solar wind ion injection in the morning auroral oval (soumis pour publication), 1978.
- CHAPMAN, S., The motion of a neutral ionised stream in the earth's magnetic field, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, *21*, 577-594, 1923.
- CHENETTE, D.L., CONLON, T.F., and SIMPSON, J.A., Bursts of relativistic electrons from Jupiter observed in interplanetary space with the time variation of the planetary rotation period, *J. Geophys. Res.*, *79*, 3551-3558, 1974.
- DUNGEY, J.W., Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Letters*, *6*, 47-48, 1961.
- FAIRFIELD, D.H., Magnetic fields of the magnetosheath, *Rev. Geophys. Sp. Phys.*, *14*, 117-134, 1976.
- FERRARO, V.C.A., A note on the possible emission of electric currents from the Sun, *Month. Notices R. Astr. Soc.*, *91*, 174-184, 1930.

- FRANK, L.A., ACKERSON, K.L., and YEAGER, D.M., Observations of atomic oxygen (O^+) in the earth's magnetotail, *J. Geophys. Res.*, *82*, 129-134, 1977.
- GLADYSHEV, V.A., JORJIO, M.V., SHUISKAYA, F.K., CRASNIER, J., et SAUVAUD, J.A., Détermination de la position du cornet polaire à l'aide des mesures de particules de basse énergie effectuées à bord du satellite Auréole, *Ann. Géophys.*, *30*, 301-308, 1974.
- GLOECKLER, G., IPAVICH, F.M., FAN, C.Y., and HOVESTADT, D., Post-shock spikes: a new feature of proton and alpha enhancements associated with an interplanetary shock wave, *Geophys. Res. Letters*, *1*, 65-68, 1974.
- HAERENDEL, G., Microscopic plasma processes related to reconnection, *J. Atm. Terr. Phys.*, *79*, 1977.
- HEIKKILA, W.J., Criticism of reconnection model of the magnetosphere, TRITA-EP-77-13, Royal Institute of Technology, S100-44 Stockholm 70, Suède, 1977 a.
- HEIKKILA, W.J., Electric field topology near the dayside magnetopause, TRITA-EPP-77-12, Royal Institute of Technology, S100-44 Stockholm 70, Suède, 1977 b.
- HEWISH, A., and SYMONDS, M.D., Radio investigation of the solar plasma, *Planet. Sp. Sci.*, *17*, 313-320, 1969.
- HOUMINER, Z., Power Spectrum of small-scale irregularities in the solar wind, *Planet. Space Sci.*, *21*, 1367-1379, 1973.
- HUNDHAUSEN, A.J., Coronal expansion and solar wind, Springer-Verlag, Berlin, 1972.
- IJIMA, T., and POTEIRA, T.A., Field-aligned currents in the dayside cusp observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, *81*, 5971-5979, 1976.
- JOHNSON, R.G., SHARP, R.D., and SHELLY, E.G., *Geophys. Res. Letters*, *3*, 654, 1977.
- LEMAIRE, J., Impulsive penetration of filamentary plasma elements into the magnetospheres of the Earth and Jupiter, *Planet. Space Sci.*, *25*, 887-890, 1977.
- LEMAIRE, J., Control of impulsive penetration of solar wind irregularities into the magnetosphere by the interplanetary magnetic field direction (soumis pour publication, 1978).
- LEMAIRE, J., and ROTH, M., 1976, Penetration of solar wind plasma elements into the magnetosphere, *Aeronomica Acta A N° 166* (to be published in *J. Atmosph. terr. physics*).
- LEMAIRE, J., and SCHERER, M., Simple model for an ion-exosphere in an open magnetic field, *Phys. Fluids*, *14*, 1683-1694, 1971.
- LEMAIRE, J., and SCHERER, M., Kinetic models of the solar and polar winds, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *11*, 427-468, 1973.
- LEMAIRE, J., and SCHERER, M., Field aligned distribution of plasma mantle and ionospheric plasmas, *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 1977.
- LODGE, O., Sunspots, magnetic storms, comets tails, atmospheric electricity and aurorae, *The Electrician*, *46*, 249-250, 1900.
- MAYAUD, P.N., Indices K_n , K_s et K_m 1964-1967, Centre National de la Recherche Scientifique de Paris, 1968.
- MIZERA, P.F., and FENNEL, J.F., Satellite observations of polar, magnetotail lobe and interplanetary electrons at low energies (soumis pour publication), 1978.
- MOE, K., MOE, M.M., CARTER, V.L., and RUGGERA, M.B.Jr., The correlation of thermospheric densities with charged particle precipitation through the magnetospheric cleft, *J. Geophys. Res.*, *82*, 3304-3306, 1977.

- MOZER, F.S., CARLSON, C.W., HUDSON, M.K., TORBERT, R.B., PARADY, B., YATTEAU, J., and KELLY, M.C., Observations of paired electrostatic shocks in the polar magnetosphere, *Phys. Rev. Letters*, *38*, 292-295, 1977.
- PARKER, E.N., Dynamics of the interplanetary gas and magnetic field, *Astrophys. J.*, *128*, 664-676, 1958.
- SARRIS, E.T., KRIMIGIS, S.M., and ARMSTRONG, T.P., Observations of magnetospheric burst of high-energy protons and electrons at $\sim 35 R_E$ with IMP 7, *J. Geophys. Res.*, *81*, 2341-2355, 1976.
- SHEELEY, N.R.Jr., ASBRIDGE, J.R., BAME, S.J., and HARVEY, J.W., A pictorial comparison of interplanetary magnetic field polarity, solar wind speed, and geomagnetic disturbance index during the sunspot cycle, *Solar Phys.*, *52*, 485-495, 1977.
- SIEBERT, M., Magnetic activity differences between the two hemispheres following the sector structure of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *73*, 3049-3052, 1968.
- SONNERUP, B.U.Ö., Magnetopause and boundary layer in « Physics of solar planetary environments », ed. D.T. Williams, AGU, pp. 541-557, 1976.
- TEEGARDEN, B.J., McDONALD, F.B., TRAINOR, J.H., WEBBER, W.R., and ROELOF, E.C., Interplanetary MeV electrons of Jovian origin, *J. Geophys. Res.*, *79*, 3615-3622, 1974.
- TITHERIDGE, J.E., Ionospheric heating beneath the magnetospheric cleft, *J. Geophys. Res.*, *81*, 3221-3226, 1976.
- TURNER, J.M., BURLAGA, L.F., NESS, N.F., and LEMAIRE, J., Magnetic holes in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *82*, 1921-1924, 1977.
- VASYLIUNAS, V.M., Theoretical models of magnetic field line merging, 1, *Rev. Geophys. Sp. Phys.*, *13*, 303-336, 1975.
- WILLIS, D.M., The microstructure of the magnetopause, *Geophys. J.R. Astr. Soc.*, *41*, 355-389, 1975.
- WILLIS, D.M., The magnetopause: microstructure and interaction with magnetospheric plasma, *J. Atm. Terr. Phys.*, *79*, 1977.