

# Chapitre 1

## État des lieux

La neutralisation ou la séparation de charges dans l'atmosphère sont la signature d'un milieu conducteur, impliquant que le champ électrique atmosphérique doit être entretenu. Ce champ n'est pas constant, et la signature de ses variations se manifeste par la propagation d'ondes électromagnétiques *naturelles* de fréquences basses. La séparation - recombinaison ou l'injection de charges dans l'atmosphère est redevable

1. de phénomènes radioactifs qui ionisent les constituants atmosphériques.
2. des rayons cosmiques.
3. des XR de provenance solaire
4. des UV et des UVeX de provenance solaire
5. de l'injection dans la magnétosphère de particules chargées de vent solaire
6. des phénomènes orageux
7. des elves et blue jets
8. de l'effet dynamo

### 1-1 Phénomènes radioactifs

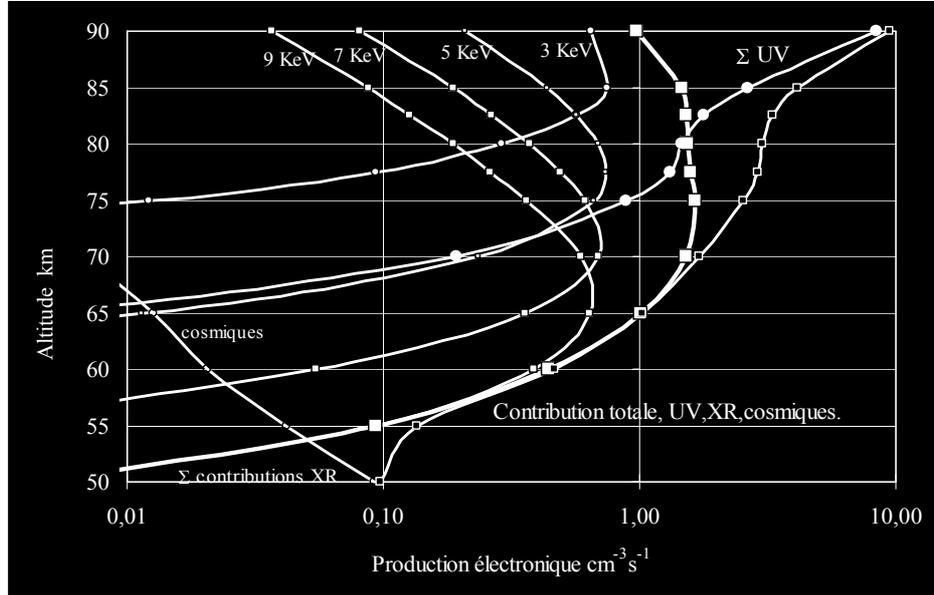
Les rayonnements  $\beta$  et  $\gamma$  émis essentiellement par l'Uranium, le Thorium et leur descendance ionisent une pellicule de quelques mètres sus-jacente au sol. Le radon qui est un des produits de désintégration de l' $^{238}\text{U}$  provoque une ionisation jusqu'à une centaine de mètres d'altitude. Cette ionisation dont le taux de production est de l'ordre de  $10^7 \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$  est essentiellement continentale.

### 1-2 Rayons cosmiques

Constitués essentiellement de protons et de particules  $\alpha$ , ils peuvent, lorsqu'ils sont de provenance solaire et donc appelés à tort cosmiques, être de "faible" énergie, de l'ordre de quelques MeV ou dizaine de MeV et n'affecter la plupart du temps que la zone aurorale. De provenance galactique ou extra galactique, d'énergie s'étendant au-delà du GeV, leur action peut se manifester jusqu'au sol. Constitués de particules chargées, ils présentent une interaction avec le champ magnétique terrestre. Leur action sur la région D est marginale, et leur taux de production électronique à 50 km d'altitude est de l'ordre de  $10^5 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ , et dix fois plus faible à 70 km.

### 1-3 Les XR

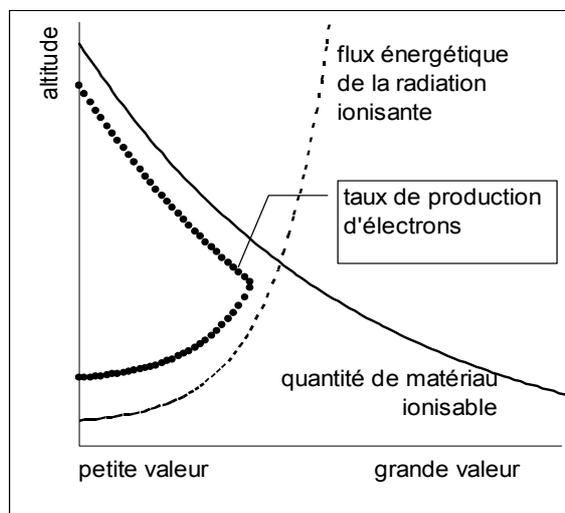
Les XR de provenance solaire dont l'énergie est de l'ordre du ou de la dizaine de keV sont la source principale d'ionisation de la région D. On rangera dans cette catégorie les bouffées de rayons X ou de rayons  $\gamma$  de provenance extra galactique qui, occasionnellement, provoquent une sur-ionisation de la région D, à condition que la source soit basse sur l'horizon puisqu'il faut que la masse intégrée de matériau absorbant soit grande. Leur taux de production électronique est de l'ordre de  $2.10^6 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$  dans la moyenne mésosphère. La caractéristique principale des XR et des rayonnements de plus courte longueur d'onde est d'ioniser la totalité des constituants atmosphériques.



**Figure 1.1.** : L'ionisation de la région D est essentiellement due au flux des X émis par le Soleil. En fonction de leur énergie, ici exprimée en keV, leur profondeur de pénétration est plus ou moins importante. On remarquera que la contribution des rayons cosmiques à l'ionisation de la région D est marginale et que les ultraviolets ne jouent un rôle réel qu'au-delà de 70 km d'altitude. Reproduit avec l'autorisation de Hermes-Lavoisier [DEL 03]

#### 1-4 Les UV

Les UV et les UVeX sont la source principale d'ionisation des régions E et F. La genèse de cette ionisation relève de la théorie de Chapman qui partit d'une idée simple : la quantité de molécules ou d'atomes ionisables diminue avec la pression donc l'altitude, tandis que le flux ionisant de provenance solaire diminue avec sa profondeur de pénétration dans l'atmosphère, induisant ainsi un pic d'ionisation à une altitude privilégiée.

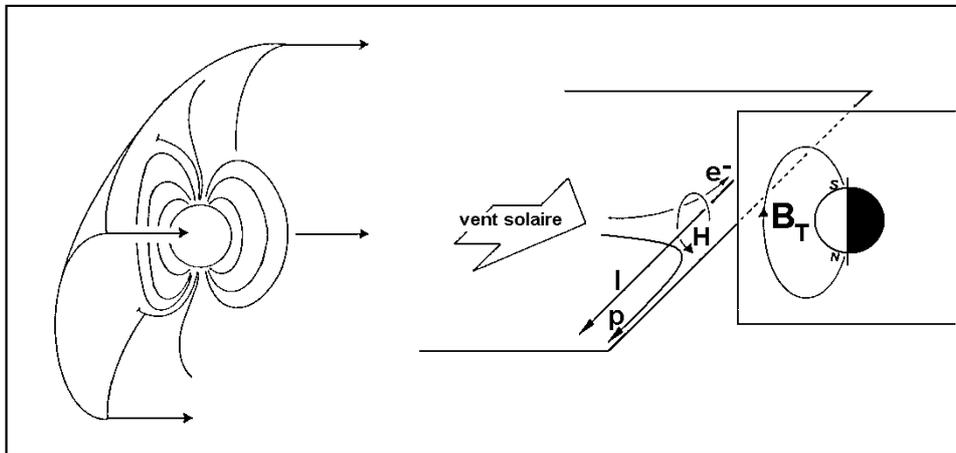


**Figure 1.2.** : En se basant sur l'évolution de la quantité de matériau ionisable et de l'intensité de la radiation ionisante avec l'altitude, Chapman a pu prédire l'émergence d'un pic d'ionisation à une altitude privilégiée. La stratigraphie évolutive des molécules ou des atomes qui peuvent être ionisés génère en réalité plusieurs couches dont l'importance évolue avec l'angle zénithal du Soleil.

En réalité la couche de Chapman se subdivise en plusieurs strates dépendant de la nature du matériau ionisable et de l'intensité du rayonnement ionisant évoluant sélectivement avec l'altitude. Les aéronomistes se sont ainsi découvert un nouveau moyen d'investigation de la chimie de la haute atmosphère autre que la fenêtre optique centrée sur la lueur des aurores boréales ou *l'obscur clarté qui descend des étoiles* due en réalité à l'excitation des molécules ou des atomes de la haute atmosphère. Comme on le constate (tableau 1), dans la région D et la couche E le taux d'ionisation est très faible, de moins d'un milliardième à quelques milliardièmes, ce qui signifie que le processus de Chapman ne peut être qu'un initiateur. En effet, si on se limite au seul phénomène d'ionisation, la totalité du gaz inclus dans une couche finirait par se trouver ionisé. Or, il n'en est rien, preuve qu'il existe des processus de balance électronique à périodicité diurne qui favorisent la disparition des électrons par recombinaison à un rythme d'autant plus élevé que la concentration électronique est grande. De manière imagée, on pourrait dire que le réservoir électronique ionosphérique dans lequel sont mis en banque les électrons résultant de l'ionisation de la haute atmosphère par le Soleil est un réservoir qui fuit, les fuites étant la signature de réactions chimiques d'annexion ou de recombinaison électroniques. En ce qui concerne la région D, l'action des UV - UVeX ne commence à se marquer qu'à partir de 65 km d'altitude. La valeur médiane du taux de production dans la moyenne mésosphère est de l'ordre de  $1.10^6 \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

### 1-5 Injection dans la magnétosphère de particules chargées de vent solaire

Dans les points évoqués *supra*, les atomes ou les particules mis en cause avaient tous une genèse locale liée à l'exposition de l'atmosphère à un rayonnement de provenance extérieure. Dès la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle, Birkeland exploite les données relatives aux aurores polaires et aux orages magnétiques pour suspecter l'existence, en provenance du Soleil, d'une émission corpusculaire fondamentalement différente d'un rayonnement électromagnétique. Ce jet de particules chargées des deux signes, puisqu'il n'y a pas dispersion est susceptible de créer ou d'être associé dans la haute atmosphère à un courant annulaire concomitant aux orages magnétiques. Alfvén associera à cette émission corpusculaire un champ magnétique, et en 1957, Parker donnera à ce phénomène d'émission solaire le nom générique de *vent solaire*. Ce dernier constitue un milieu conducteur très ténu qui interfère avec le champ magnétique terrestre. Or, il ne peut y avoir de pénétration d'un milieu conducteur à l'intérieur d'une zone où règne un champ d'induction, et on pourrait en première approximation assimiler le problème à celui d'une plaque parfaitement conductrice et très facilement déformable qui viendrait heurter une zone où règne le champ d'induction  $B_{\text{Terrestre}}$ . Les deux composantes mises en jeu, vent solaire et  $B_T$  réagissent et se déforment. La partie de  $B_T$  qui est face au Soleil est plus affectée que sa composante nocturne. Les  $e^-$  et les protons qui constituent le vent solaire sont soumis à la force de Lorentz qui les dévie en sens opposés, donnant ainsi naissance à un courant  $I$  qui va créer un champ magnétique de sens tel



**Figure 1.3.** Interaction du vent solaire avec le champ géomagnétique. Pour l'interprétation du graphique, on se souviendra que la polarité magnétique du pôle magnétique situé près du pôle géographique Nord est une polarité Sud. En effet, conventionnellement, la polarité de la partie aimantée de la boussole qui pointe vers le Nord géographique est une polarité Nord.

- que côté Soleil, le champ créé par  $I$  soit antagoniste du champ géomagnétique qui, étant annulé, n'est pas en contact avec le vent solaire.

- que côté nuit, le champ créé par I renforce en première approximation le champ géomagnétique . Comme on le constate, la morphologie a priori symétrique du champ géomagnétique s'en trouve profondément modifiée.

La forme de la nappe de courant définit la surface de la magnétopause . Physiquement, il s'agit de la surface d'équilibre où la pression cinétique des particules du vent solaire est égale à la pression magnétique développée par  $B_T$  . A l'extérieur, c'est le plasma du vent solaire qui contrôlera  $B_T$ , de l'autre c'est l'influence de  $B_T$  qui guidera les charges du vent solaire . Dans les régions polaires, les lignes de force de  $B_T$  sont grossièrement orthogonales à la magnétopause, et l'on peut en inférer que l'annulation de  $B_T$  à l'extérieur de la surface s'accompagne également d'une annulation de  $B_T$  à l'intérieur de cette dernière . C'est effectivement ce que l'on constate à une latitude géomagnétique d'approximativement  $75^\circ$  où une zone à B nul sépare les lignes de force qui se referment côté Soleil des lignes de force situées côté nuit . L'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre sur le plan de l'écliptique implique d'ailleurs qu'un certain nombre de ces lignes de force aient un point d'ancrage situé côté jour aux hautes latitudes . Ces zones sont appelées cornets polaires, et l'absence de champ d'induction permet aux particules chargées du vent solaire de s'y engouffrer<sup>2</sup> .

Au voisinage de la Terre, la température du plasma solaire est d'environ 100 000 K . La vitesse moyenne des  $e^-$  est de l'ordre de 1 500 km/s, soit cinq fois supérieure à la vitesse du vent solaire, tandis que celle des protons est de l'ordre de 35 km/s soit de dix à vingt fois inférieure à celle du vent . Ainsi, la distribution en vitesse des  $e^-$  est quasiment isotrope au niveau de la magnétopause, tandis que les protons, porteurs d'une quantité de mouvement plus grande, forment un jet peu dispersé . Les protons ont ainsi tendance à pénétrer plus profondément dans le champ d'induction terrestre . Il se développe donc une espèce de tri dans l'épaisseur de la magnétopause, générateur d'un champ électrique normal à l'enveloppe et dirigé vers l'extérieur .

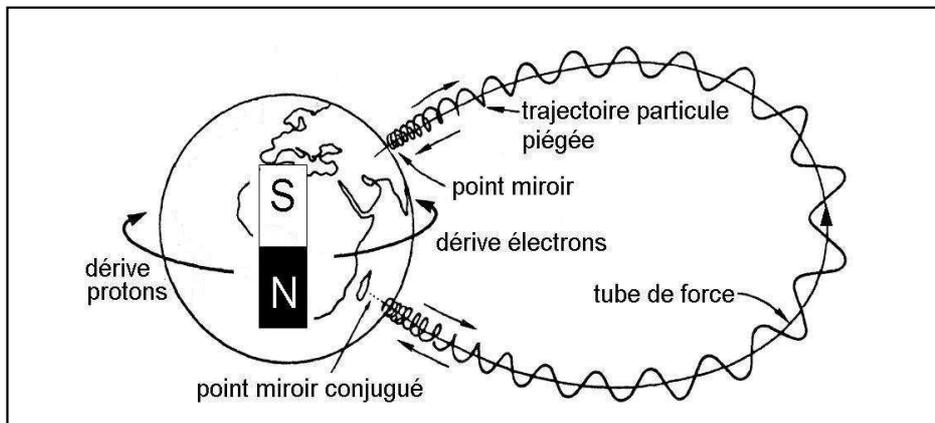
La magnétosphère sous-jacente à la magnétopause peut ainsi être assimilée à une cavité contrôlée par  $B_T$ , incluse dans le plasma solaire, alimentée de l'extérieur, souvent par l'intermédiaire des cornets polaires par le plasma chaud du vent solaire, et alimentée de l'intérieur par le plasma froid ionosphérique .

A des altitudes de l'ordre de 1 000 km, la stratification gravitationnelle de l'atmosphère impose une population presque exclusivement composée d'Hydrogène atomique dont la concentration en neutre est de l'ordre de  $5.10^5 \text{ cm}^{-3}$  et le taux d'ionisation d'approximativement  $10^{-1}$  . La vitesse de ces électrons froids est de

<sup>2</sup> Côté nuit, les lignes de force de latitude plus grande ou égale à  $80^\circ$  ne sont pas fermées et contribuent à la formation de la queue de la magnétosphère . Une ligne fermée côté jour peut ainsi se transformer en ligne ouverte côté nuit lors de la rotation diurne . Le point de culmination d'une ligne présente donc une périodicité diurne, et les lignes de force fermées qui culminent à l'équateur à une hauteur h constante intersectent le globe terrestre à des latitudes plus élevées le jour que la nuit . La morphologie de la coquille décrite par les lignes de force du champ magnétique se fait par le biais d'un paramètre, dit de Mac Illwain, assimilable à une altitude de culmination exprimée en rayons terrestres où, numériquement, si  $\lambda$  est la latitude,  $\cos \lambda = \sqrt{\frac{I}{L}}$

l'ordre de 360 km/s . Alors que la haute atmosphère se vide de son Hydrogène neutre par *évaporation*, le champ géomagnétique contraint les électrons et les protons à diffuser préférentiellement le long des lignes de force plutôt que verticalement . Ce plasma thermique se déplace en corotation avec la Terre . Les particules chargées, de faible ou de grande énergie, de petite ou grande quantité de mouvement se meuvent dans un milieu dominé par  $B_T$  et sont donc soumises à la force de Lorentz  $\vec{F}=q.\vec{v}\wedge\vec{B}$  qui leur fait parcourir, de conserve avec les lignes de force, un cheminement hélicoïdal à pas variable se resserrant dans les zones à grand  $B_T$ , soit dans les régions polaires .

Cette dérive est dite "en latitude" On consultera *e.g.* [DEL 90] qui est exhaustif .

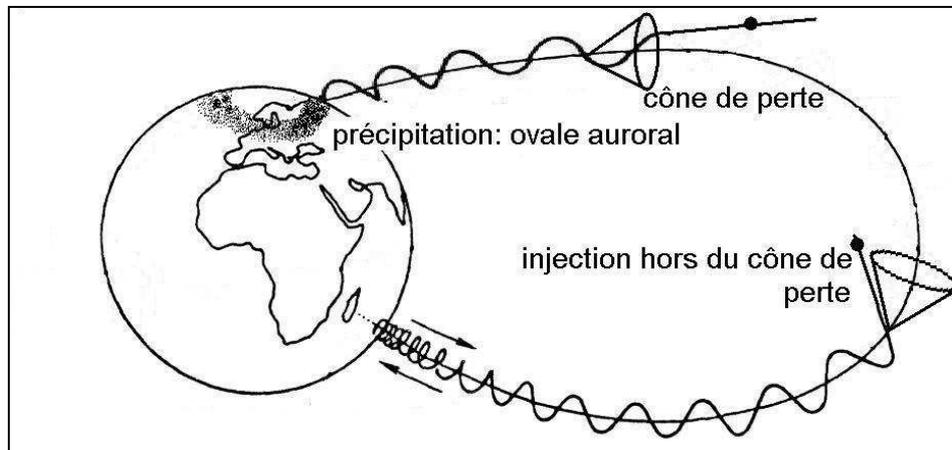


**Figure 1.4.** La décomposition de la vitesse d'injection d'une particule chargée en composante parallèle et orthogonale à  $B_T$  permet de définir le rayon de giration dit de Larmor et le pas de l'hélice décrite par la particule autour des lignes de force du champ géomagnétique .

On peut montrer que lorsque  $B_T$  croît, soit dans les régions de haute latitude, le pas de la trajectoire s'inverse, amenant la particule à remonter vers les zones à champ faible. Le point où se produit le *renvoi* vers les champs faibles est appelé *point miroir* . Les points qui sont situés aux extrémités du même groupe de lignes de force sont appelés *points conjugués* . Ainsi, toute particule chargée qui, à l'équateur géomagnétique attaque un tube de force avec une incidence correcte est assurée de spiraler le long du tube de force jusqu'à ce que  $B_T$  croisse suffisamment pour donner naissance à un phénomène miroir . En continuant de spiraler dans le même sens, la particule chargée remonte le long du tube de force et le suit jusque dans l'hémisphère magnétique opposé où le même phénomène se reproduit au point miroir conjugué . On dira qu'il y a piégeage . Le point miroir peut être virtuel et situé à l'intérieur de la Terre, mais d'une manière moins extrême, il peut être situé dans la haute atmosphère, où, par collision avec un de ses constituants, la particule chargée va dissiper son énergie cinétique ou annuler sa charge . On dira qu'il y a précipitation . On estime qu'une particule est précipitée si son point miroir est situé à une altitude inférieure à 100 km . L'interaction des particules chargées avec l'ionosphère dans les

zones de précipitation crée une ionisation ou une excitation des atomes ou des molécules d'oxygène ou d'azote qui sont les constituants majeurs de l'atmosphère entre 100 et 500 km d'altitude donnant entre autre naissance aux aurores polaires .

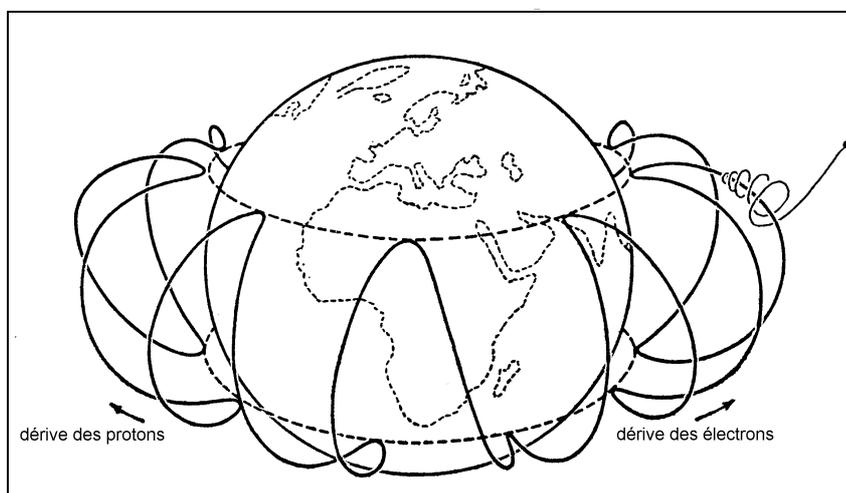
Une des caractéristiques de la particule injectée est sa composition de vitesse par rapport au champ géomagnétique . Alors que sa composante de vitesse orthogonale à  $B_T$  va définir le rayon de la trajectoire, sa composante de vitesse parallèle à  $B_T$  au point d'injection va définir le pas de la trajectoire et la profondeur de pénétration dans les zones à grand  $B_T$ , soit dans les zones de haute latitude où il peut y avoir précipitation . On est ainsi amené à définir, sur le lieu d'injection un cône de perte où toutes les particules injectées à l'intérieur du cône précipitent .



**Figure 1.5.** L'ouverture du cône de perte dépend du rapport existant entre les composantes de vitesse parallèle et orthogonale à  $B_T$  sur le lieu d'injection autorisant un point miroir "limite". L'angle d'ouverture est faible à l'équateur et atteint  $180^\circ$  dans le voisinage du point miroir limite .

Si on admet en première approximation que le rayon de giration, dit également rayon de Larmor<sup>3</sup>, est suffisamment petit pour que  $B_T$  soit homogène au niveau d'une révolution, la particule va décrire une hélice à pas variable en suivant les lignes d'induction qui s'incurvent vers le sol. Étant astreinte à suivre cette courbe, la particule est soumise à une force centrifuge  $\vec{F}_c$  dont le résultat est une dérive orthogonale à  $\vec{B}_T$  et  $\vec{F}_c$ , soit une dérive en longitude . Les protons dériveront vers l'Ouest, et les  $e^-$  vers l'Est . Dans le cas où le rayon de Larmor est grand, ce qui est notamment le cas des protons,  $B_T$  ne peut plus être considéré comme homogène, et la trajectoire s'allonge dans le plan vertical .

<sup>3</sup>  $R_L = \frac{m \cdot v_{\perp}}{B \cdot q}$  où  $v_{\perp}$  est orthogonale à  $B$  ;  $m$  et  $q$  la masse et la charge de la particule .



**Figure 1.6.** Représentation de la dérive en latitude et en longitude des particules chargées orbitant autour de la Terre. On remarquera que les  $e^-$  et les protons dérivent en longitude en sens contraires. L'ordre de grandeur des dérives en latitude est la seconde. Les périodes des dérives en longitude s'échelonnent de la minute aux dizaines d'heures. Chaque trajectoire correspond en réalité à une hélice dont le pas et le rayon diminuent avec la latitude. Pour un angle d'attaque donné, l'énergie de la particule influence uniquement le rayon de Larmor et le pas de la trajectoire.

On trouvera dans le tableau 1-1 les principales caractéristiques du mouvement d'un électron et d'un proton de 1 MeV injectés à l'équateur à une altitude de 6 000 km, soit un peu moins que  $1 R_T$ . Il a été tenu compte des effets relativistes. Si l'on avait choisi le cas d'un  $e^-$  de 20 keV injecté à 3 rayons terrestres sous une incidence de  $30^\circ$  avec  $B_T$ , on aurait obtenu une dérive en longitude de l'ordre du jour, alors que pour un proton de 10 MeV, cette durée aurait été de quelques dizaines de secondes. On en arrive ainsi à la classique vue de la magnétosphère représentée figure 1.7.

Intensité de $B_T$ à 6 000 km d'altitude : 4,104 $\mu T$ soit 4.104 $\gamma$		
	<b>Electrons 1MeV</b>	<b>Protons 1MeV</b>
vitesse	$\approx 282\,300$ km/s	$\approx 13\,800$ km/s
masse	$\approx 2,691 \cdot 10^{-30}$ kg	$\approx 1,6743 \cdot 10^{-27}$ kg
$R_{Larmor}$	1 156 m	35 263 m
Fréquence cyclotronique	39 kHz	62,5 Hz
Période cyclotronique	25 $\mu s$	16 ms
Dérive en longitude	44 km/s	75 km/s
Dérive en longitude	vers l' Est : 1,13 m/ révolution	vers l' W : 1,2 km/ révolution
Période d'une dérive de $360^\circ$	30 minutes	17 minutes

**Tableau 1.1.**