



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**  
Spécialité : Astrophysique, sciences de l'espace, planétologie

---

Présentée et soutenue par **Angélique WOELFFLÉ**  
le 9 novembre 2010

**Étude et modélisation du transport de plasma  
dans la magnétosphère interne**

---

### JURY

M. Henri Rème, président  
M. Daniel Boscher, directeur de thèse  
M. Iannis Dandouras  
M. Dominique Delcourt, rapporteur  
M. Thierry Dudok De Wit, rapporteur  
M. Dominique Fontaine, rapporteur

---

École doctorale : **Sciences de l'univers, de l'environnement et de l'espace**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil ISAE-ONERA PSI**

Directeur de thèse : **M. Daniel Boscher**

*« La joie de contempler et de comprendre, voilà le langage que me porte la nature. »*

*Albert Einstein*



---

---

# Remerciements

A mon sens, l'Espace reflète à merveille la vaste magnificence de la Nature. C'est donc avec un profond bonheur que j'ai pu entreprendre les travaux de recherche relatifs à mon sujet de thèse durant ces trois dernières années. Chercher, c'est à la fois s'enthousiasmer de ce que l'on trouve et persévérer dans les nouvelles limites permanentes qu'offre l'avancée de son travail.

Une thèse est un projet qui s'articule autour de différents acteurs et la réussite finale tient à chacun de ceux qui y ont participé. C'est la raison pour laquelle je souhaite adresser mes sincères remerciements à :

- Tout particulièrement, Daniel. Avoir un bon directeur de thèse est un atout précieux pour un doctorant. J'ai eu le privilège d'être encadrée par quelqu'un dont les qualités pédagogiques ne font aucun doute. J'ai apprécié de bénéficier du juste équilibre entre le fait d'être formée et de pouvoir travailler également de façon autonome. Je te remercie, Daniel, pour la disponibilité dont tu as fait preuve et le partage de ton expérience toujours très enrichissant. Je suis heureuse d'avoir pu travailler ces trois années à tes côtés.

- A Iannis Dandouras, mon co-encadrant au CESR. Je te remercie énormément de m'avoir suivie tout au long de ces trois années avec une égale bonne humeur, un accueil chaleureux et une disponibilité constante. J'ai aimé pouvoir travailler en interaction avec toi, j'ai appris beaucoup de choses à ton contact et je te remercie du temps que tu y as consacré. Je suis ravie que ma thèse ait été l'occasion d'un échange humain et fructueux à l'occasion de nos discussions avec Daniel. Merci encore Iannis !

- A la population d'électrons libres ou liés du DESP ! Sans vous, je n'aurais pu savourer ces années de recherche sur le plasma dans la magnétosphère. Je vous remercie de la confiance que vous m'avez témoignée en me recevant parmi vous et de l'accueil que vous m'avez réservé. Outre le cadre de travail agréable auquel chacun contribue par sa présence, je suis heureuse que le département ait en plus été le lieu de la rencontre de personnes fines et humaines.

Plus spécialement pour les membres de l'équipe MEM, Angélica, Daniel, Didier, Sébastien et Vincent : merci de m'avoir intégrée dans votre équipe, de votre écoute et de vos réponses sur mes interrogations scientifiques ou plus matérielles. J'ai apprécié de travailler dans votre équipe, certes modeste en taille mais riche de qualités !

Un merci particulier à Christine pour sa présence, ses qualités humaines et son aptitude à gérer les questions pragmatiques.

Je tiens par ailleurs à remercier l'ONERA qui aura financé ma thèse et aura de ce fait rendu possible l'aboutissement de ce projet.

---

- Dans un cadre plus large, je souhaite aussi remercier l'ISAE qui aura également accompagné cette thèse, et plus particulièrement encore Dominique Delcourt, Thierry Dudok de Wit et Dominique Fontaine qui auront eu la mission d'étudier ce mémoire : je les remercie sincèrement de leur intérêt pour ce travail, de leurs suggestions de correction et d'amélioration du manuscrit. Je tiens aussi à remercier Henri Rème pour avoir montré également un intérêt pour ce sujet de thèse et accepté de faire partie du jury.

Enfin, je souhaite faire mes remerciements, et non les moindres, à ma famille de cœur terrestre -et céleste- qui m'aura courageusement soutenue dans mon projet, au quotidien et initialement en me donnant la chance de pouvoir étudier, et qui m'aura comprise dans mes aspirations. Je ne vous remercierai jamais assez de votre amour, -et il est bien réciproque !- : G. W. F. Hegel disait que « *Rien de grand ne s'est accompli dans le monde sans passion* », je crois de façon plus profonde encore que l'Amour est le moteur de la Vie et rien ne saurait être plus grand. Un remerciement tout particulier donc à mon entourage de contribuer ainsi à me faire avancer...

---

---

# Résumé

Le nombre croissant de charges utiles mises à poste dans l'espace et l'utilisation de systèmes électroniques embarqués de pointe nécessitent une rigoureuse connaissance de l'environnement spatial de notre planète en vue des choix technologiques à poser. Afin de mieux connaître l'environnement radiatif, une étude du transport de plasma dans la région interne de la magnétosphère terrestre est proposée ici, sachant que ce sont ces particules énergétiques qui vont venir peupler les ceintures de radiation. Dans le cadre de la modélisation, on s'intéresse à la source du plasma, son transport et les pertes de particules rencontrées au cours de ce dernier. Une étude paramétrique comparative de modèles de champs magnétique et électrique est ainsi menée, dévoilant l'influence capitale du champ électrique sur la dynamique des particules. Le même type d'étude est entrepris avec des modèles de la densité d'hydrogène dans l'exosphère, qui permettront par la suite d'estimer la perte de protons par échange de charge au cours de leur transport. Ces résultats ont motivé une étude plus approfondie du champ électrique sur la base des mesures *proton* et *électron* des détecteurs MEPED des satellites NOAA POES, en montrant la pénétration de particules à très faibles valeurs de L lors d'orages géomagnétiques. L'étude d'événements particuliers à différents niveaux d'activité magnétique et la simulation du phénomène permettent d'arriver à une caractérisation du champ électrique de convection dans la magnétosphère interne.



---

---

# Abstract

The increasing number of payloads launched in space and the current use of sophisticated embedded systems need a strong knowledge of our space environment so that we make the appropriate technological choices. In order to understand better the radiative space, plasma transport in the inner region of the Earth's magnetosphere is studied, given the fact that the radiation belts are composed of these energetic particles. From the modeling point of view, we focus on the plasma source, transport and loss. A parametric study on the magnetic and electric field model comparison is undertaken, highlighting the key role of the electric field on particle dynamics. The same kind of analysis is done with hydrogen density models for the exosphere, which then bring the opportunity to assess proton losses occurred by charge exchange during their transport. These results have justified a deeper study about the electric field, on the basis of proton and electron flux measurements from MEPED detectors on board NOAA POES satellites, showing particle penetration at very low L-shells during geomagnetic storms. A specific storm case analysis at various magnetic activity levels and a simulation of the phenomenon lead us to a convection electric field characterization in the inner magnetosphere.





---

---

# Sommaire

<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>15</b>
<b>Chap.1 : L'environnement spatial.....</b>	<b>17</b>
<b>1. CONTEXTE DE L'ETUDE.....</b>	<b>18</b>
1.1. L'ENVIRONNEMENT SPATIAL .....	18
1.2. LES RISQUES ASSOCIES AUX RADIATIONS.....	19
1.2.1. <i>Effet de dose cumulée</i> .....	19
1.2.2. <i>Effet d'électrisation des satellites</i> .....	19
1.2.3. <i>Bruit de fond</i> .....	19
1.2.4. <i>Effets singuliers</i> .....	20
<b>2. LA MAGNETOSPHERE TERRESTRE.....</b>	<b>20</b>
2.1. GEOMETRIE .....	20
2.2. NOTIONS DE DIPOLE ET CHAMP MAGNETIQUE TERRESTRE .....	22
2.3. RELATION AVEC LE VENT SOLAIRE .....	23
2.4. COURANTS ASSOCIES .....	24
2.5. LES REGIONS OCCUPEES PAR LES SATELLITES .....	25
<b>3. LE PLASMA DANS LA MAGNETOSPHERE .....</b>	<b>26</b>
3.1. NATURE DU PLASMA.....	26
3.2. LES SOURCES DE PLASMA .....	27
<b>4. DYNAMIQUE SOLAIRE, DYNAMIQUE PARTICULAIRE ET ORAGES MAGNETOSPHERIQUES .....</b>	<b>28</b>
4.1. LA DYNAMIQUE SOLAIRE .....	28
4.1.1. <i>Les éruptions solaires</i> .....	29
4.1.2. <i>Les éjections de masse coronale (Coronal Mass Ejection)</i> .....	30
4.1.3. <i>Les trous coronaux</i> .....	30
4.2. DESCRIPTION DYNAMIQUE DES PARTICULES PIEGEES .....	31
4.2.1. <i>La théorie du piégeage</i> .....	31
4.2.2. <i>Les trois invariants adiabatiques</i> .....	33
4.3. ORAGES ET SOUS-ORAGES MAGNETIQUES .....	34
4.3.1. <i>Les phases d'un orage magnétique</i> .....	34

---

4.3.2.	<i>Les indices magnétiques</i> .....	36
<b>5.</b>	<b>LES MODELES DE CHAMP MAGNETIQUE ET ELECTRIQUE</b> .....	<b>37</b>
5.1.	LES MODELES DE CHAMP MAGNETIQUE .....	37
5.1.1.	<i>Le champ magnétique terrestre d'origine interne</i> .....	37
5.1.2.	<i>Les modèles de champ magnétique externe</i> .....	39
5.2.	LES MODELES DE CHAMP ELECTRIQUE .....	40
5.2.1.	<i>Modèles fondés sur une formulation de type Volland &amp; Stern</i> .....	40
5.2.2.	<i>Modèle de McIlwain (1986)</i> .....	42
	<b>Chap.2 : Etude paramétrique de la modélisation du transport de plasma</b> .....	<b>45</b>
<b>1.</b>	<b>BUT DE L'ETUDE PARAMETRIQUE SUR LA MODELISATION DU TRANSPORT DE PLASMA</b> .....	<b>46</b>
<b>2.</b>	<b>LA SOURCE DE PLASMA</b> .....	<b>47</b>
<b>3.</b>	<b>LE TRANSPORT DE PLASMA</b> .....	<b>49</b>
3.1.	MISE EN PLACE D'UN CODE PARTICULAIRE .....	49
3.2.	INFLUENCE DES MODELES DE CHAMP MAGNETIQUE SUR LE TRANSPORT DU PLASMA MAGNETOSPHERIQUE .....	51
3.2.1.	<i>Comparaison des trajectoires de particules dans le plan équatorial</i> .....	52
3.2.2.	<i>Étude de la séparatrice</i> .....	56
3.2.3.	<i>Autre tentative de comparaison</i> .....	58
3.3.	INFLUENCE DES MODELES DE CHAMP ELECTRIQUE SUR LA DYNAMIQUE DES PARTICULES .....	61
3.3.1.	<i>Étude préliminaire</i> .....	61
3.3.2.	<i>Comparaison des trajectoires de particules dans le plan équatorial</i> .....	63
3.3.3.	<i>Comparaison du potentiel électrique <math>\Phi</math></i> .....	65
3.3.4.	<i>Existence d'un point conjugué</i> .....	67
3.3.5.	<i>Étude approfondie du modèle de champ de McIlwain</i> .....	68
3.4.	BILAN .....	79
<b>4.</b>	<b>LES PERTES SUBIES AU COURS DU TRANSPORT</b> .....	<b>80</b>
4.1.	LES PERTES DE PARTICULES .....	81
4.1.1.	<i>Introduction à l'échange de charge</i> .....	81
4.1.2.	<i>Perte de particules par échange de charge en fonction de l'énergie</i> .....	82
4.1.3.	<i>Remarque préliminaire</i> .....	83
4.2.	MODELISATION DE L'EXOSPHERE TERRESTRE.....	86
4.2.1.	<i>L'exosphère terrestre</i> .....	86
4.2.2.	<i>Modèles d'exosphère</i> .....	87
4.2.3.	<i>Impact des variations des paramètres d'entrée sur les modèles</i> .....	88
4.2.4.	<i>Comparaison des résultats de simulation aux mesures de Rairden (1986)</i> .....	99

---

4.2.5. Bilan.....	102
4.3. ESTIMATION DE LA PERTE DE PARTICULES.....	104
4.3.1. Calcul de la probabilité de perte des particules.....	104
4.3.2. Exemple d'application.....	105
4.3.3. Bilan.....	106
<b>Chap.3 : Etude du champ électrique dans la magnétosphère interne à partir des mesures de NOAA POES 15.....</b>	<b>107</b>
<b>1. MESURES DU FLUX DE PARTICULES AVEC LES SATELLITES NOAA POES .....</b>	<b>108</b>
1.1. L'INSTRUMENTATION SEM-2 A BORD DES SATELLITES NOAA POES .....	108
1.2. OBSERVATIONS PRELIMINAIRES.....	110
<b>2. ETUDE DE LA POPULATION DE PROTONS DE BASSE ENERGIE A FAIBLES VALEURS DE L.....</b>	<b>115</b>
2.1. INFLUENCE DE L'ACTIVITE MAGNETIQUE ET DE L'ACTIVITE SOLAIRE .....	116
2.2. INFLUENCE DU TEMPS LOCAL.....	118
2.3. INFLUENCE DES SAISONS.....	121
<b>3. ANALYSE DU COMPORTEMENT A LONG TERME DU FLUX DE PARTICULES AVEC LE SATELLITE NOAA POES 15.....</b>	<b>122</b>
<b>4. PENETRATION DE PARTICULES A <math>L &lt; 2</math> LORS D'ORAGES GEOMAGNETIQUES .....</b>	<b>127</b>
4.1. HISTORIQUE SOMMAIRE DES TRAVAUX REALISES SUR LE CHAMP ELECTRIQUE.....	127
4.2. METHODE D'ESTIMATION DU CHAMP ELECTRIQUE .....	129
4.3. DEUX EXEMPLES D'ORAGE MAGNETIQUE ( $Kp=6-$ ET $Kp=9-$ ).....	131
4.3.1. Orage du 31 Mars 2001 ( $Kp=9-$ ).....	133
4.3.2. Orage du 13 Novembre 1998 ( $Kp=6-$ ).....	136
4.4. CONFRONTATION DE LA METHODE D'ESTIMATION A LA SIMULATION PHYSIQUE.....	139
4.5. APPLICATION A DIFFERENTS CAS D'ORAGE.....	142
<b>5. BILAN .....</b>	<b>145</b>
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>147</b>
<b>ANNEXES.....</b>	<b>155</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>	<b>189</b>

---



---

---

# INTRODUCTION

Depuis l'avènement de la conquête spatiale, la connaissance de notre environnement planétaire est devenue une nécessité. En effet, la sophistication des technologies embarquées implique une étude approfondie de l'environnement spatial pour définir le cahier des charges des satellites, sondes ou autres objets placés en orbite.

Fort de ce constat, cela introduit directement l'objet de notre étude et le contexte dans lequel elle s'articule. Ainsi, le but poursuivi dans cette thèse est de poser des jalons dans la compréhension du milieu spatial terrestre, limité à la région interne de la magnétosphère, que l'on définira par la suite, qui abrite la plupart de nos charges utiles depuis les orbites à basse altitude jusqu'aux orbites géostationnaires. De ce fait, on s'intéresse à la physique du plasma magnétosphérique et notamment à son transport, depuis le feuillet de plasma dans la queue magnétosphérique jusqu'à des régions très voisines de la Terre dans la magnétosphère interne. Cela explique donc que la population de plasma que l'on étudie s'étend sur une gamme d'énergie depuis l'électron-Volt environ jusqu'à quelques centaines de keV. Les ceintures de radiation, bien que partie intégrante de la magnétosphère interne, ne sont pas la cible de notre étude puisqu'il s'agit de particules piégées au-delà de la gamme d'énergie que l'on considère ici. Qui plus est, ces ceintures de radiation font d'ores et déjà l'objet d'un modèle physique et dynamique appelé Salammbô, développé par l'équipe MEM dans le département d'environnement spatial DESP de l'ONERA.

Ainsi le but recherché étant une meilleure appréhension du transport de plasma dans la magnétosphère interne, on s'attachera dans un premier temps à bien définir l'environnement, à savoir la magnétosphère et les populations de plasma qui l'habitent, au regard de l'activité solaire et magnétique. Outre la dynamique du milieu, on introduira également les bases de la dynamique des particules soumises à un champ électromagnétique, bases nécessaires à l'élaboration d'un modèle de transport de ces particules.

Dans un second temps, on décrira la mise en œuvre d'un code simple de transport des protons et des électrons depuis le feuillet de plasma jusqu'aux abords de la Terre, en s'attachant aux trois principaux axes de cette modélisation, à savoir la source du plasma, son transport et les pertes de particules rencontrées au cours de ce transport. Ce travail s'inscrit dans la lignée des efforts de modélisation du transport de plasma dans la magnétosphère entrepris dès les années 70 par *Chen (1970)*, *Stern (1975)*, *Ejiri (1978)*, [...]. Il donnera notamment naissance à deux études paramétriques comparatives, l'une portant sur les modèles de champs magnétique et électrique utilisés pour la description dynamique des particules, et l'autre portant sur les modèles d'exosphère, qui permettront par la suite d'estimer la perte de protons causée par le phénomène d'échange de charge au cours de leur transport.

---

Enfin, dans un dernier temps, considérant les résultats de ces études paramétriques, l'intérêt s'est porté sur l'étude du champ électrique au travers des mesures du flux de protons et d'électrons des satellites NOAA POES, satellites d'observation de la Terre mis à poste sur une orbite polaire et héliosynchrone. Une première approche statistique de ces mesures permettra de mettre en évidence la pénétration de particules dans des régions très proches de la Terre au cours d'orages magnétiques, tandis que l'étude de cas particuliers d'orage donnera par suite l'opportunité de caractériser le champ électrique de convection auquel sont soumises les particules.

# Chapitre 1

---

## L'ENVIRONNEMENT SPATIAL



L'Espace est constitué à 99% de plasma. De par sa nature, il se présente comme un environnement hostile pour les satellites qui l'habitent et qui subissent souvent les effets radiatifs des particules énergétiques qui le peuplent.

La prévention de ces risques et la connaissance en général de l'environnement spatial motivent donc une étude approfondie du transport de ces particules énergétiques que l'on désigne sous le terme de plasma magnétosphérique.

Durant cette étude, on s'intéressera tout particulièrement à la région interne de la magnétosphère où siègent de nombreux satellites depuis les orbites basses altitudes jusqu'aux orbites géostationnaires.

## **1. CONTEXTE DE L'ETUDE**

### **1.1. L'environnement spatial**

Outre les températures extrêmes (-120°C à 150°C) que connaissent les technologies spatiales dans leur milieu, elles subissent également les effets dommageables de radiations, impliquant l'enregistrement d'anomalies en vol ou la dégradation de composants.

Pourtant, la présence de radiations dans l'environnement spatial n'a pas toujours été évidente. En effet, les seules manifestations de leur existence observables depuis la Terre sont (*Bourrieau, 1996*) :

- les aurores boréales et australes, lesquelles sont associées à des précipitations dans les hautes couches de l'atmosphère de particules guidées par le champ magnétique,
- l'ionisation de l'air, les gerbes secondaires et les isotopes (comme le carbone 14) produits par le rayonnement cosmique,
- et la déformation de la queue ionisée des comètes par le vent solaire.

C'est seulement en 1958, au début de la conquête spatiale, qu'on établit clairement la présence de particules piégées par le champ magnétique autour de la Terre.

Les radiations sont dues à la présence de flux de particules énergétiques trouvant leur origine dans des événements survenant au niveau de la magnétosphère, du Soleil et du reste de l'Espace. Ces événements pouvant être ponctuels ou continus, ceci explique les fluctuations de flux souvent observées par les équipements spatiaux.

Parmi les différents types de flux de particules que les satellites peuvent rencontrer, on distingue :

- les particules d'origine *solaire* :  
Liées aux éruptions solaires, au vent solaire (flux de protons et d'électrons de faible énergie émis en continu par le Soleil) ou à d'autres événements ponctuels durant lesquels des flux élevés de protons -et parfois d'ions lourds- sont émis.
- les particules d'origine *cosmique* :  
Flux continu et isotrope d'ions de haute énergie provenant de l'espace galactique et extragalactique.
- les particules des *ceintures de radiation* :  
Flux de protons et d'électrons piégés par le champ géomagnétique.

Les flux de particules énergétiques décrits ci-dessus sont souvent à l'origine d'anomalies enregistrées en vol lorsqu'il ne s'agit pas de dégâts irréversibles sur la structure même de la charge utile ou de ses composants (cf. 1.2).

On retrouve d'ailleurs ici la thématique développée au sein du Département de l'Environnement SPatial à l'ONERA (DESP), à savoir l'évaluation des conditions d'environnement des missions spatiales et la prévention des dommages qu'elles peuvent induire. L'activité de l'unité Modélisation de l'Environnement et Mesures (MEM), dans laquelle j'ai effectué ma thèse, contribue notamment à la spécification de cet environnement en mettant au point des modèles tenant compte de la physique des particules chargées, de leurs interactions avec les véhicules spatiaux et ce, dans un souci des besoins d'ingénierie et en s'attachant aux fondements des normes.

## **1.2. Les risques associés aux radiations**

Dans l'environnement spatial, lorsqu'une charge utile est affectée par les radiations, on trouve les quatre principaux modes de dégradation suivants :

### ***1.2.1. Effet de dose cumulée***

L'effet de dose cumulée est provoqué par une accumulation de charges et de défauts microscopiques en présence de radiations ionisantes. L'effet se traduit par la dérive des caractéristiques des matériaux (hausse de l'absorptance optique solaire des revêtements de contrôle thermique, etc.) et des composants électroniques (chute de gain, variation de la tension seuil, etc.) pouvant à terme entraîner une perte de fonctionnalité.

### ***1.2.2. Effet d'électrisation des satellites***

Des électrons d'énergie supérieure à quelques keV peuvent communiquer à un satellite des charges différentielles suivant ses parties qui auront été exposées : le satellite gagne ainsi un potentiel absolu par rapport à son milieu environnant. Le temps caractéristique moyen de charge est de quelques heures. Une fois le satellite chargé par endroit, des décharges internes ou de surface peuvent alors se produire. Les premières sont les plus redoutables, elles sont provoquées par des électrons de très haute énergie (de l'ordre du MeV) qui réussissent à traverser les protections du satellite et par conséquent, à interagir directement avec le cœur électronique de celui-ci. Ce type de décharge peut directement conduire à la perte du satellite. Les décharges de surface quant à elles induisent le plus souvent des anomalies en vol.

### ***1.2.3. Bruit de fond***

Les détecteurs sont les technologies les plus soumises à cet effet. Le bruit de fond est généralement provoqué par des électrons soit par interaction électrique (émission secondaire, etc.), soit par émission lumineuse (photoémission, effet Tcherenkov, etc.). Le bruit ne s'avère pas uniquement être un désagrément puisqu'il est porteur d'une information sur le flux d'électrons rencontré par le satellite. Notons que les protons dans les ceintures de radiation peuvent également être source de bruit.

#### **1.2.4. Effets singuliers**

Ils concernent les composants électroniques à forte intégration. Les effets sont instantanés et le passage d'une seule particule de type ion lourd est suffisant pour provoquer le plus souvent, soit un changement d'état logique d'un point mémoire, soit un passage à un état de basse impédance qui peut éventuellement être thermiquement destructif.

On compte par ailleurs le risque radiobiologique parmi les effets singuliers dans le cas de vols habités.

Aujourd'hui, les risques associés aux radiations s'intensifient de par l'augmentation des bandes passantes des composants électroniques à bord et de par l'utilisation de « micro » technologies. C'est pourquoi la définition de l'environnement des satellites en matière de particules énergétiques est un sujet d'intérêt grandissant chez les industriels. En effet, l'utilisation de technologies émergentes plus élaborées dans le domaine -et aussi plus sensibles aux perturbations- (nouvelle génération de cellules solaires, de composants électroniques, etc.) implique une réduction de leurs marges. Par conséquent, une meilleure compréhension de l'environnement, par mesures précises des fluctuations de celui-ci sur différentes orbites et par modélisation des phénomènes physiques mis en jeu, est plus que souhaitée.

## **2. LA MAGNETOSPHERE TERRESTRE**

### **2.1. Géométrie**

Par définition, la magnétosphère est la région entourant un objet céleste dans lequel les phénomènes physiques sont dominés ou organisés par son champ magnétique.

Elle fut découverte durant les recherches de l'International Geophysical Year, en 1958, par la sonde Explorer 1. C'est en 1959 que Thomas Gold proposa le terme de *magnétosphère*.

Ainsi, la magnétosphère terrestre est une cavité modelée par le champ magnétique de la Terre, qui est lui-même engendré par les mouvements du noyau métallique liquide de celle-ci (effet dynamo). Le vent solaire modifie la forme de la magnétosphère en la comprimant à une dizaine de rayons terrestres dans la direction du Soleil, et en lui conférant la forme d'une queue de comète du côté nuit où elle s'étend alors sur une distance 10 fois plus importante (cf. Figure 1). Elle permet par ailleurs la déflexion des particules thermiques (~10 eV) du vent solaire.

La frontière inférieure de la magnétosphère est située au niveau de l'ionosphère, tandis que la magnétopause constitue la frontière limitrophe avec le milieu interplanétaire. En amont de la magnétopause et du côté jour, on trouve l'onde de choc formée en raison de la nature supersonique du vent solaire : le plasma d'origine solaire y est fortement ralenti puis, il s'écoule dans la magnétogaine, zone de turbulence entre la surface de choc et la magnétopause. Du côté nuit, la queue de la magnétosphère avec le feuillet neutre et la couche de plasma s'étend sur une distance de plus de 50 Re dans la direction opposée au Soleil : on y trouve des lignes de champ fermées jusqu'au point de reconnexion (point de connexion entre deux lignes de champ dont la direction du champ magnétique est opposée)

et des lignes de champ ouvertes connectées par exemple à la fois avec l'ionosphère et le vent solaire.

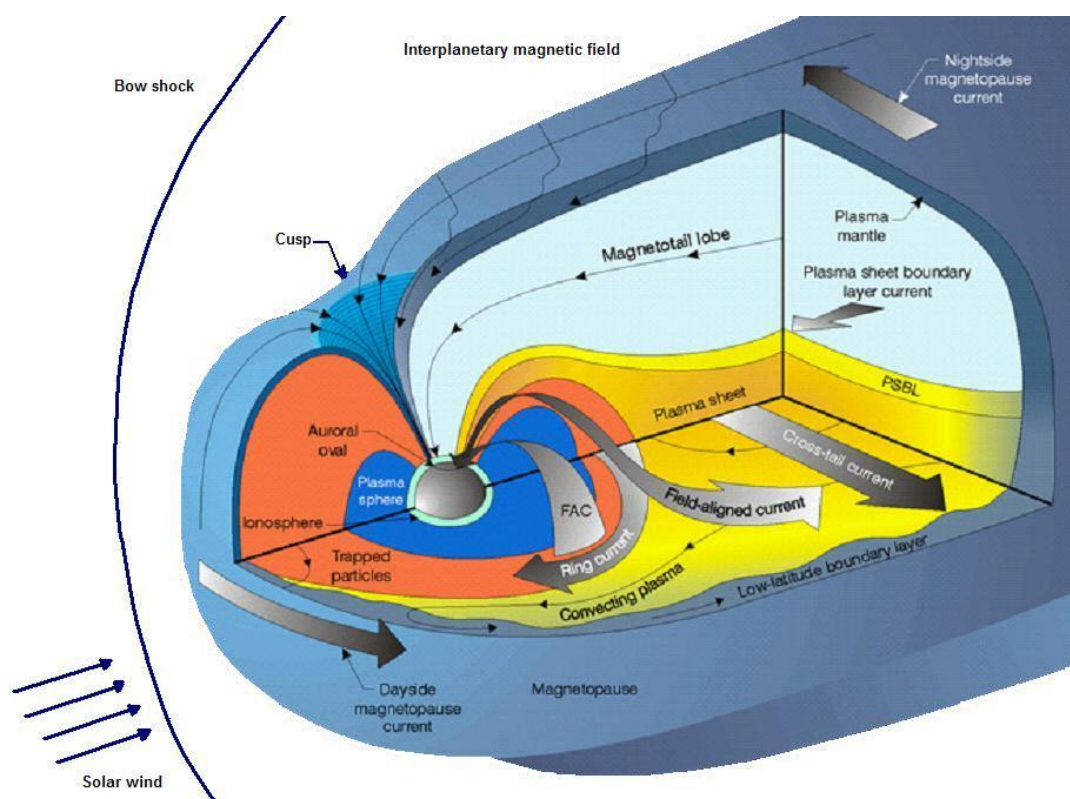


Figure 1 : Vue en coupe de la magnétosphère terrestre et courants associés

Les cornets polaires sont deux régions de forme conique qui séparent les lignes de champ magnétique fermées situées côté jour des lignes de champ ouvertes situées côté nuit. Ce sont des zones de connexion entre le vent solaire et la magnétosphère. Les cornets polaires peuvent parfois être le siège d'aurores près de la Terre, bien que les aurores soient plus fréquentes et plus visibles dans les ovales auroraux, par précipitation de particules de haute énergie issues de la queue magnétosphérique.

La magnétosphère interne, quant à elle, comporte les régions suivantes telles que :

- la plasmasphère, région toroïdale en corotation avec la Terre, composée d'un plasma froid (électrons et protons d'énergie de l'ordre de l'électron-Volt) de densité assez importante ( $10^3$  particules. $\text{cm}^{-3}$ ) et d'origine principalement ionosphérique ;
- les ceintures de radiation ou « ceintures de Van Allen », région annulaire dans le plan de l'équateur magnétique où des particules chargées se retrouvent piégées par le champ magnétique et dérivent autour de la Terre. La première ceinture se trouve autour de 5000 kilomètres d'altitude et contient surtout des protons énergétiques ( $E > 10$  MeV), tandis que la deuxième contient des électrons et des protons d'énergie moindre aux environs de 25 000 kilomètres. Le courant annulaire que l'on décrira à la section 2.4 se situe au bord de la ceinture externe.

La queue de la magnétosphère est formée de lobes de densité très faible ( $0.001 \text{ particule.cm}^{-3}$ ) et de la couche de plasma. Dans les lobes, les lignes de champ magnétique sont ouvertes, en connexion avec l'ionosphère dans les calottes polaires et le milieu interplanétaire. La séparation des deux lobes de la queue forme la couche de plasma, région centrée sur l'équateur et globalement épaisse de 3-7 rayons terrestres ( $R_E$ ). Le champ magnétique y est plus faible (la région centrale de cette couche de plasma est le lieu d'inversion de polarité du champ magnétique terrestre) et le plasma y est plus dense ( $0.1 \text{ à } 1 \text{ particule.cm}^{-3}$ ) et chaud, avec une énergie caractéristique de 5 keV environ (Tsyganenko et Mukai, 2003). Au nord de la couche de plasma, le champ magnétique est dirigé vers la Terre tandis qu'au sud, il est dirigé vers la queue.

## 2.2. Notions de dipôle et champ magnétique terrestre

En l'absence d'intervenant extérieur, le champ magnétique terrestre pourrait être vu comme un aimant droit, ou dipôle magnétique, ayant un axe incliné d'environ 11 degrés par rapport à l'axe de rotation (cf. Figure 2).

Notons que le point central du dipôle n'est en réalité pas au centre de la Terre mais à quelques centaines de kilomètres. Le pôle Nord Magnétique  $N_M$ , par appellation conventionnelle, est en réalité un pôle de magnétisme *Sud*. Il se situe à environ 1000 km du pôle Nord Géographique  $N_G$  en direction du Canada ( $81^\circ\text{N}$  et  $110^\circ\text{W}$ ). Le pôle Sud Magnétique  $S_M$ , quant à lui, se trouve au large de la Terre Adélie ( $65^\circ\text{S}$  et  $138^\circ\text{E}$ ).

Le paramètre adimensionné  $L$ , paramètre de McIlwain (McIlwain, 1961), désigne la distance du centre du dipôle à la ligne de champ. A l'équateur magnétique, celui-ci correspond à la distance radiale où la ligne de champ du dipôle coupe le plan équatorial magnétique.

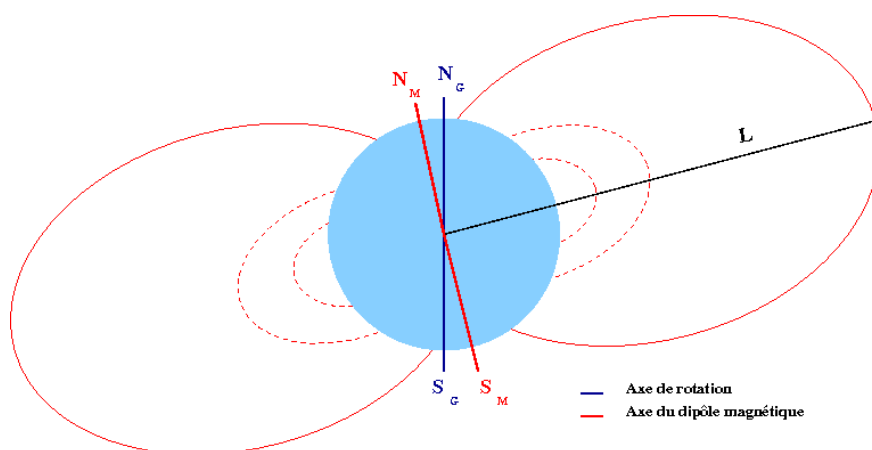


Figure 2 : Approximation dipolaire du champ magnétique terrestre

Ce champ magnétique dit *dipolaire* subit des dérives séculaires comme la diminution de son intensité de l'ordre de  $0.04\%/an$  (Bloxham et Gubbins, 1989), la dérive de son axe (rotation de  $0.014^\circ/an$  vers l'Ouest de l'extrémité *Sud* du dipôle) et l'augmentation du décalage de celui-ci vers le Pacifique Ouest proche de  $3 \text{ km/an}$ .

La théorie du potentiel décrit, à partir de l'équation de Laplace, qu'au dipôle terrestre se superposent en second ordre un quadripôle, au troisième ordre un octopôle, jusqu'à l'infini. Cette décomposition en harmoniques sphériques admet des coefficients qui pondèrent l'importance de chaque aimant. Ces coefficients ont été mesurés pour la première fois par *Gauss*, à partir d'un maillage d'observatoires magnétiques répartis autour de la Terre.

Ainsi, le champ magnétique terrestre se trouve être, en première approximation, la somme d'une composante interne relativement stable dans le temps, celle correspondant au champ créé par le noyau et décrite par la théorie du potentiel, et d'une composante externe liée à la circulation de courants dans l'ionosphère, soumise à la dynamique magnétosphérique. Cette dernière composante étant susceptible de variations rapides, ceci explique en partie les fluctuations du champ géomagnétique au cours du temps. De plus, la composante interne du champ magnétique terrestre n'est pas homogène en tout point du globe (comme la zone de l'anomalie de l'Atlantique Sud où le champ géomagnétique est plus faible), sa valeur moyenne est cependant de  $5 \cdot 10^{-5}$  T environ.

### 2.3. Relation avec le vent solaire

Le Soleil émet en continu des particules chargées dans le milieu interplanétaire. Le gaz ionisé ainsi formé constitue le vent solaire.

Le paramètre  $\beta$  d'un plasma définit le rapport de sa pression cinétique et de sa pression magnétique tel que :

$$\beta = \frac{p}{p_m} = \frac{nk_B T}{B^2/2\mu_0}$$

avec  $n$  et  $T$ , la densité et la température du plasma en [ $m^{-3}$ ] et [K],  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $B$  l'induction magnétique [T] et  $\mu_0$  la perméabilité du vide [ $H \cdot m^{-1}$ ].

Lorsque  $\beta < 1$ , les effets du champ magnétique prédominent au sein du plasma. *A contrario*, si  $\beta > 1$ , l'énergie cinétique prédomine : c'est le cas du vent solaire qui est un plasma supersonique à fort  $\beta$ , très conducteur et dont la densité décroît comme l'inverse du carré de la distance au Soleil. Il se compose essentiellement de protons et d'électrons et se propage radialement, en expansion. On distingue deux régimes de vent solaire : un vent dit *lent* (300 km/s), principalement situé autour du plan de l'équateur solaire, et un vent *rapide* (>700 km/s) souvent issu des trous coronaux (cf. 4.1.3) à plus hautes latitudes.

Lorsque les particules du vent solaire rencontrent la magnétopause, une fraction d'entre elles pénètre à l'intérieur de la magnétosphère (par exemple en suivant les systèmes de courants magnétosphériques ou encore en raison de la turbulence dans la magnétogaine), dépendant des caractéristiques du vent solaire à l'instant considéré. La forme de la magnétosphère est elle-même définie par l'interaction des particules du vent solaire avec le champ magnétique terrestre. L'interaction vent solaire/magnétosphère induit des variations dans la circulation des courants électriques engendrés par le plasma ionosphérique, et donc des fluctuations de la composante externe du champ magnétique. De ce fait, le champ magnétique terrestre est fortement sensible à l'activité de notre étoile. De même, les orages magnétiques peuvent influencer sur le champ géomagnétique en faisant varier

l'intensité de la composante horizontale du vecteur d'induction magnétique **B**. La principale conséquence du couplage vent solaire/magnétosphère est le champ électrique de convection de grande échelle à l'intérieur de la magnétosphère.

## 2.4. Courants associés

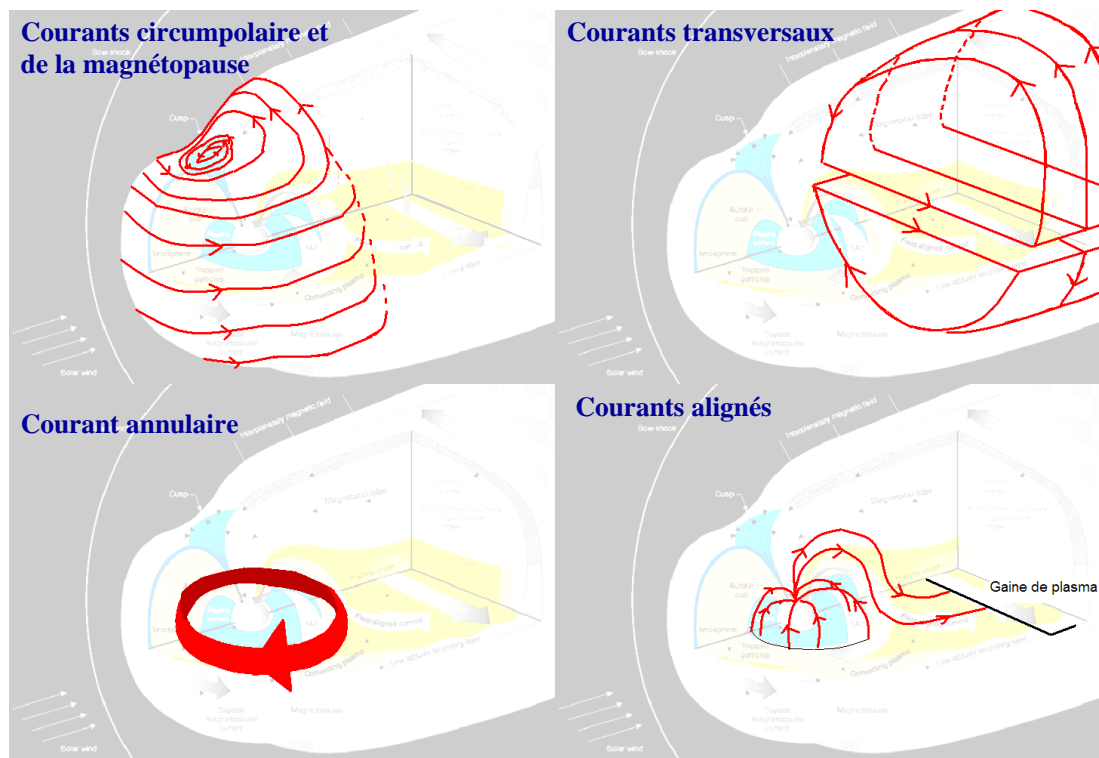


Figure 3 : Système de courants magnétosphériques

Parmi les courants que créent les particules soumises au champ magnétique terrestre, on distingue notamment (cf. Figure 3) :

- les courants circumpolaire et de la magnétopause  
Il s'agit de courants tournant vers l'Est à la surface de la magnétopause par interaction des particules du vent solaire avec le champ géomagnétique.
- les courants transversaux  
Il s'agit des courants liés à la circulation de particules chargées dans la queue de la magnétosphère, de part et d'autre du feuillet neutre. Ils sont gouvernés par le champ magnétique, dirigé vers la Terre dans le lobe Nord et dans le sens opposé pour le lobe Sud. Ceci implique donc la fermeture de ces boucles de courant dans le feuillet neutre, grâce à des courants perpendiculaires à la coupe transverse de la surface des lobes.
- le courant annulaire à la frontière externe de la plasmasphère  
Ce courant est directement lié à la dérive des particules piégées et aux particules magnétosphériques injectées. Il forme un espace annulaire de rayon intérieur de  $2 R_E$  et de rayon extérieur de  $6 R_E$  environ, où les électrons cheminent vers l'Est au contraire des protons, vers l'Ouest.

- les courants alignés

Il s'agit de courants circulant le long des lignes de champ magnétique connectant la magnétosphère à l'ionosphère.

En période de croissance de l'activité magnétique, l'intensité des divers courants mentionnés ci-avant s'intensifie et ces derniers engendrent alors des perturbations visibles à l'échelle de la magnétosphère.

## 2.5. Les régions occupées par les satellites

Il y a une relation entre l'utilisation que l'on souhaite faire des satellites et les régions qu'ils occuperont par la suite. En effet, les régions de la magnétosphère traversées par un satellite sont déterminées par l'orbite. Or l'orbite est choisie en terme de contraintes (héliosynchronisme, phasage) et d'objectifs (passage dans le vent solaire, etc.).

Une première distinction peut être faite entre les orbites circulaires (ou quasi-circulaires) et les orbites elliptiques.

Dans la première catégorie, on retrouve notamment les orbites :

- **Low Earth Orbit (LEO)** pour une altitude inférieure à 1500 km,
- **Medium Earth Orbit (MEO)** pour une altitude aux alentours de 20 000 km,
- **Geostationary Earth Orbit (GEO)** à 36 000 km d'altitude, aussi appelé « orbite de Clarke ».

L'altitude moyenne d'une orbite nous renseigne généralement quant aux objectifs de la mission du satellite. A titre d'exemple, l'orbite LEO est souvent utilisée pour les missions d'observation de la Terre, tandis que l'orbite GEO apporte un intérêt à toute mission qui nécessite de se trouver toujours au-dessus d'un même point de la planète (transmissions, applications militaires).

Dans la seconde catégorie, celle des orbites elliptiques, on trouve de nombreuses missions scientifiques qui peuvent être intéressées par le fait d'avoir la Terre près du périhélie, pour une transmission plus aisée des données, ou alors un autre objet que l'on souhaite étudier pendant son survol. On retrouve également dans cette catégorie toutes les orbites de transfert. En effet, l'orbite de transfert **Geostationary Transfer Orbit** par exemple, utilisée pour mettre à poste un satellite en orbite GEO, a pour périhélie un point d'altitude faible près de la Terre. Ainsi le satellite empruntant cette orbite vient gagner l'énergie apportée par l'assistance gravitationnelle liée à la planète et peut ainsi atteindre une altitude élevée, en l'occurrence ici celle de l'orbite GEO, en utilisant le moins possible de ses ressources. Une fois l'apogée de l'orbite GTO atteinte, le satellite peut alors être circularisé sur l'orbite GEO par un incrément de vitesse.

Le Tableau 1 montre des exemples de correspondance entre le type de l'orbite et les régions traversées par le satellite.

Notons néanmoins que toutes les orbites ne sont pas fermées : c'est le cas des sondes interplanétaires qui doivent s'affranchir de l'attraction terrestre (VOYAGER 2, etc.).



Type d'orbite	Régions explorées	Exemples
LEO	Ionosphère Plasmasphère	SPOT 4 NOAA POES <i>Observation de la Terre</i>
MEO	Ceintures de radiation Plasmasphère	NAVSTAR-GPS GIOVE-Galileo <i>Geopositionnement</i>
GEO	Magnétosphère interne	Météosat 8 <i>Météorologie</i>
Orbite elliptique	Vent solaire Magnétogaine Queue magnétosphérique Gaine de plasma Magnétosphère interne	DOUBLE STAR CLUSTER <i>Étude du vent solaire/magnétosphère</i>

Tableau 1 : Exemples d'utilisation d'orbite et régions associées

### 3. LE PLASMA DANS LA MAGNETOSPHERE

#### 3.1. Nature du plasma

La matière connue dans l'Univers est disponible sous quatre états : solide, liquide, gaz et enfin en très grande majorité, plasma. On différencie les trois premiers états en fonction de l'équilibre qui existe entre l'énergie thermique des particules et les forces de liaison qui les rendent solidaires. Le changement d'état d'un corps pur entre ces trois états se produit à température constante grâce à un apport de chaleur latente et à une pression donnée. Dans le cas de la transformation gaz-plasma, on ne peut pas proprement parler de transition de phase dans la mesure où le changement d'état se réalise progressivement avec l'augmentation de la température : on passe ainsi d'un gaz moléculaire à un gaz atomique jusqu'à atteindre l'état ionisé du gaz, -à savoir le plasma-, où les électrons les plus extérieurs des atomes vont pouvoir être libérés par collision entre ces derniers. Le plasma peut également être obtenu par des processus collisionnels.

Le plasma consiste donc en un mélange d'ions positifs, d'électrons et également de particules neutres lorsque le plasma est partiellement ionisé. Le paramètre de Hall définit le rapport entre la gyrofréquence  $\Omega$  de la particule  $q$  considérée et la fréquence de collision  $\nu$  tel que :

$$\frac{\Omega_q}{\nu} = \frac{qB}{m_q \nu}$$

avec  $B$ , l'intensité du champ magnétique,  $q$  la charge de la particule et  $m_q$  sa masse.

Le degré d'ionisation décrit la physique du plasma que l'on considère : pour un plasma faiblement ionisé, les interactions particules chargées/neutres sont importantes à condition que le paramètre de Hall soit inférieur à un, tandis que pour un plasma fortement ionisé, ce sont surtout les interactions de Coulomb qui dominent.

Le plasma est, de par sa nature, conducteur d'électricité. Cependant, un volume de dimension supérieure à la sphère de Debye montre un comportement électriquement neutre. La longueur de Debye  $\lambda_D$ , correspondant au rayon de la sphère de Debye, est l'échelle de longueur sur laquelle les charges électriques écrantent le champ électrostatique dans le plasma. Elle est définie comme :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\frac{\epsilon_0 k_B}{q_e^2}}{\frac{n_e}{T_e} + \sum_{ij} \frac{j^2 n_{ij}}{T_i}}}$$

avec  $\epsilon_0$ , la permittivité du vide,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $q_e$  la charge d'un électron,  $T_{e/i}$  la température des électrons/ions,  $n_e$  la densité d'électrons et  $n_{ij}$  la densité d'atomes  $i$  ayant une charge  $j q_e$ . C'est en-deçà de cette longueur que les particules réagissent individuellement aux perturbations électriques et sont capables de créer et d'interagir avec des champs magnétiques.

### 3.2. Les sources de plasma

Le plasma est donc un gaz ionisé (cf. 3.1) dont l'ionisation peut être causée soit par de très hautes températures, à l'intérieur d'étoiles par exemple, soit par rayonnement comme dans le cas des gaz interstellaires, soit par des processus collisionnels.

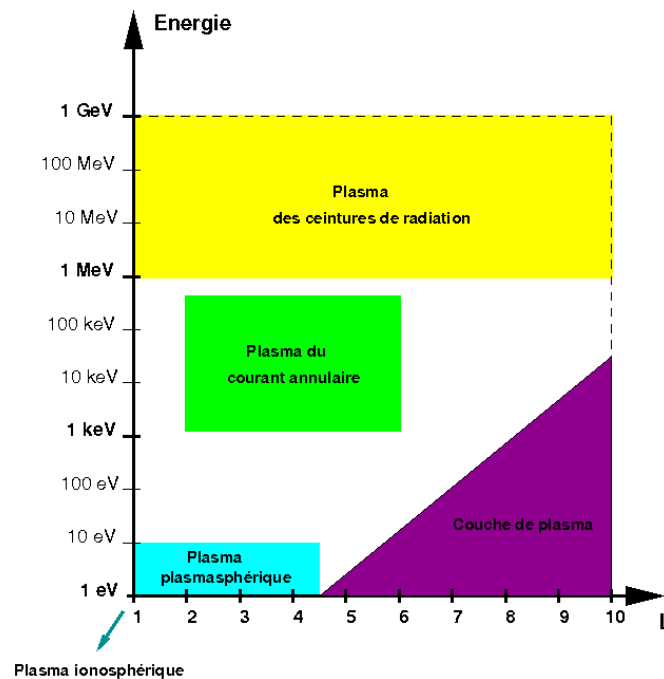


Figure 4 : Les populations de plasma dans la magnétosphère

On distingue deux sources principales de plasma dans la magnétosphère interne, à savoir principalement le plasma éjecté par le Soleil (ce vent solaire vient en partie remplir la magnétosphère terrestre) et le plasma provenant de l'ionosphère. L'énergie des particules varie fortement en fonction de la région de la magnétosphère où elles se situent: on peut ainsi gagner un facteur 1000 en énergie entre le plasma contenu dans la plasmasphère et le plasma du courant annulaire par exemple. La Figure 4 donne un aperçu de la diversité en terme d'énergie de la population plasma dans la magnétosphère.

La diversité de cette population plasma exprime par ailleurs la complexité de définir un modèle valable sur une aussi grande échelle en énergie.

#### **4. DYNAMIQUE SOLAIRE, DYNAMIQUE PARTICULAIRE ET ORAGES MAGNETOSPHERIQUES**

La magnétosphère est en perpétuelle évolution soumise à l'activité solaire, déformée par le vent solaire, subissant régulièrement des orages magnétiques (perturbations à grande échelle de la magnétosphère) et dépendante de son système de courants lié au transport des particules. La compréhension de la dynamique du milieu interplanétaire permet de mieux appréhender les phénomènes qui y siègent.

##### **4.1. La dynamique solaire**

L'observation du Soleil a mis en évidence le caractère cyclique de son activité. La mesure du nombre de tâches (*nombre de Wolf, 1848*) à sa surface a permis d'évaluer une périodicité de l'ordre de 11 ans, avec très grossièrement 7 ans d'avancée du minimum au maximum d'activité solaire et 4 ans du maximum au minimum solaire. En réalité, le champ magnétique solaire s'inversant tous les 11 ans environ, la véritable périodicité serait plutôt de 22 ans. La Figure 5 met en évidence les différents cycles solaires depuis 1967, en traçant respectivement deux indicateurs : le nombre de tâches solaires et le flux radio solaire F10.7 à 10.7 cm au cours du temps. Ce dernier est un bon indicateur car dans la bande centimétrique, l'émission du Soleil est plus stable et son intensité varie lentement en fonction du cycle solaire.

Par l'intermédiaire de son champ magnétique et du plasma qu'il émet, l'influence du Soleil s'étend à tout l'espace interplanétaire, entraînant des variations périodiques des caractéristiques du milieu. Des phénomènes localisés se produisent au cours desquels des flux élevés de particules (électrons, protons et ions lourds) sont émis. On distingue notamment trois catégories de phénomène : les éruptions solaires, les éjections de masse coronale, et les trous coronaux d'où s'échappe un vent solaire rapide. Ces phénomènes sont potentiellement géo-effectifs.

Actuellement, nous nous trouvons en période de minimum solaire, généralement caractérisée par la migration des tâches solaires vers l'équateur et par la prépondérance des trous coronaux, tout comme la période de déclin du cycle solaire. *A contrario*, ce sont les éjections de masse coronale et les éruptions solaires qui prédominent pendant la période de maximum solaire.

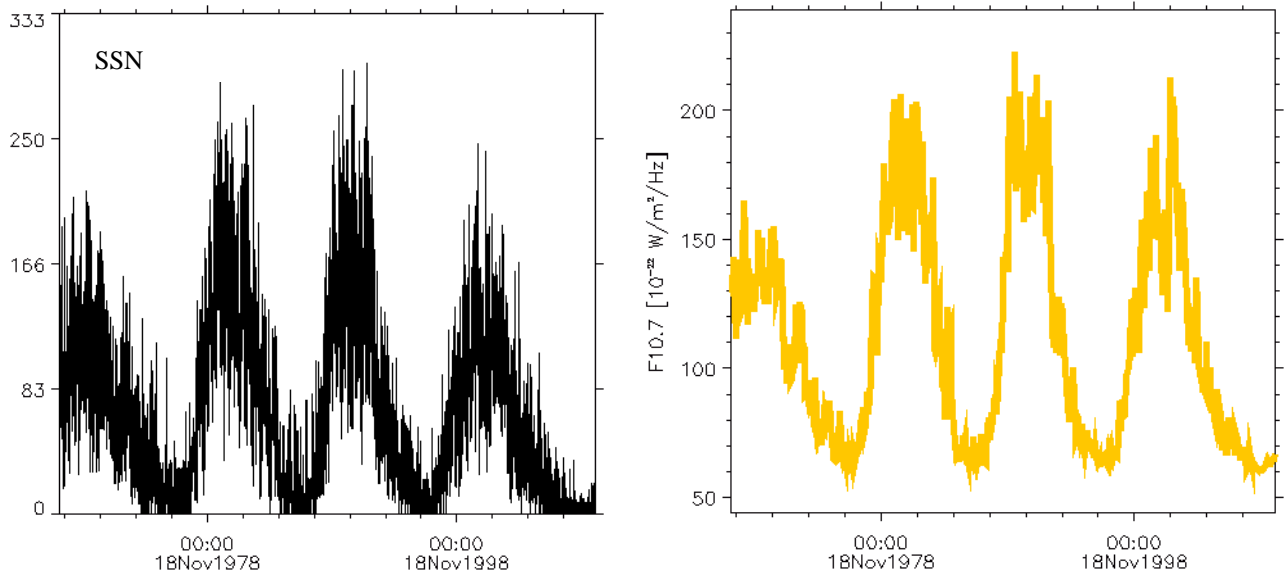


Figure 5 : Evolution du Sunspot Number (SSN, à gauche) et du flux radio solaire F10.7 (à droite) depuis 1967

#### 4.1.1. Les éruptions solaires

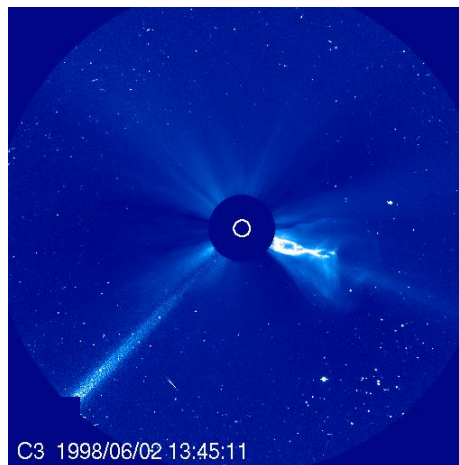
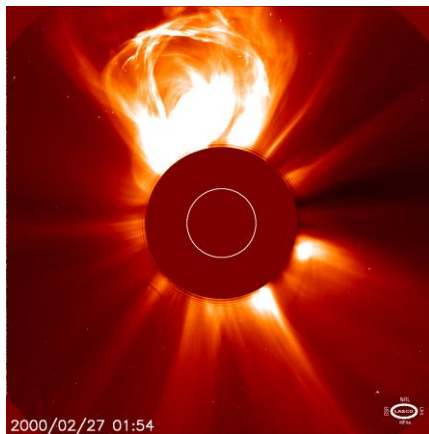


Figure 6: Éruption solaire (Credit : SOHO/EIT Consortium/ESA/NASA)

Il s'agit de phénomènes locaux extrêmement violents de dissipation d'énergie magnétique et d'émission de photons et de particules jusqu'à une centaine de MeV (cf. Figure 6). Ces phénomènes sont observables dans tout le spectre électromagnétique. Les éruptions solaires sont très fréquentes, en particulier en période de maximum solaire. L'origine du phénomène provient du stockage d'énergie magnétique au sein des régions actives de la photosphère (au niveau des tâches solaires), suivi par une brusque libération de cette énergie. L'énergie ainsi libérée est transférée à la matière environnante, permettant l'accélération des particules qui peuvent alors éventuellement s'échapper vers le milieu interplanétaire. L'environnement électromagnétique terrestre peut être perturbé par ces éruptions, en raison des ondes de choc qu'elles génèrent dans le milieu interplanétaire

(transmission au bout de quelques jours) et des particules énergétiques qu'elles injectent (en quelques heures, si la ligne de champ que les particules empruntent est connectée avec la magnétosphère terrestre).

#### **4.1.2. Les éjections de masse coronale (Coronal Mass Ejection)**



*Figure 7: Coronal Mass ejection (Credit: SOHO Consortium, ESA, NASA)*

Les éjections de masse coronale (CME) sont souvent liées aux éruptions solaires ou à la déstabilisation d'une protubérance, bien que ce ne soit pas systématique. Elles consistent en une explosion brutale où le plasma de la couronne va se trouver piégé dans une boucle magnétique. Il s'agit d'un phénomène de grande ampleur dégageant une énergie colossale : la taille des CME en se propageant peut atteindre plusieurs dizaines de rayons solaires et ainsi parfois provoquer des orages magnétiques en interagissant avec le champ magnétique terrestre. La vitesse des éjections de matière varie de quelques centaines à quelques milliers de kilomètres par seconde (*Lantos, 1997*). Lorsque cette vitesse est suffisante, un choc peut se développer en amont de l'éjection de matière. La fréquence des émissions varie en fonction du cycle solaire : en période de maximum solaire, on assiste jusqu'à trois CME par jour, contre une en moyenne par semaine en période de minimum solaire. La vitesse et la direction de propagation de l'éjection de masse coronale sont définies en utilisant un coronographe (cf. Figure 7).

#### **4.1.3. Les trous coronaux**

Lorsque les lignes de champ magnétique local à la surface du Soleil sont ouvertes vers l'espace, une grande quantité de matière sous forme de plasma est projetée au-delà de la couronne et forme ce qu'on appelle les *vents solaires rapides* (composés principalement de protons dont l'énergie n'excède pas les quelques keV et d'électrons, vitesse supérieure à 700 km/s et faible densité de 10 particules/cm<sup>3</sup> maximum). Les trous coronaux sont les zones où se produit ce phénomène. En raison de la perte de matière, la surface solaire est momentanément moins chaude et dense, ce qui explique que l'on visualise les trous coronaux comme des tâches sombres sur des observations aux rayons X ou même UV (cf. Figure 8). Ils se produisent en premier lieu aux pôles et migrent ensuite vers l'équateur magnétique. Les vents solaires produits peuvent, quant à eux, provoquer des aurores boréales et australes (notons que les aurores ne sont pas spécifiques uniquement aux trous

coronaux), ou dans un cas moins satisfaisant, induire une activité magnétique à l'intérieur de la magnétosphère, conduisant à la précipitation de particules sur la Terre et engendrant ainsi des perturbations magnétiques pouvant même se produire à basse latitude. Enfin, les trous coronaux ont la particularité d'être relativement stables durant environ quelques mois, repérables périodiquement tous les 27 jours s'ils se situent dans le plan de l'écliptique (en raison des rotations solaire et terrestre), où il est parfois possible d'observer une compression de la magnétosphère (augmentation de l'indice Kp et chute de l'indice Dst, voir 4.3.2 pour les indices).

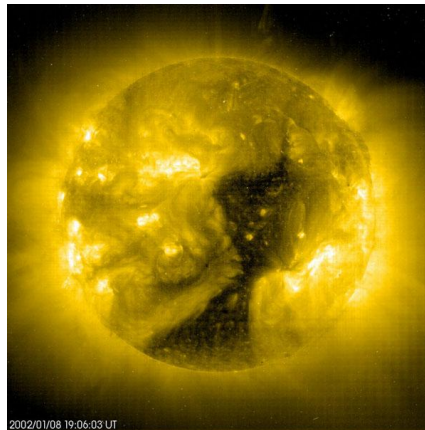


Figure 8: Large trou coronal s'ouvrant depuis l'un des pôles du Soleil (Credit: EIT/SOHO, ESA, NASA)

## 4.2. Description dynamique des particules piégées

Les particules chargées pénétrant dans la région interne de la magnétosphère subissent une accélération en raison du champ électrique, ainsi qu'une modification de la direction de leur vitesse due au champ magnétique terrestre pouvant les conduire au piégeage. Les ceintures de radiation en sont l'exemple le plus typique. Les principales sources de particules piégées sont l'injection de plasma depuis le feuillet neutre dans la queue magnétosphérique et les interactions conduisant à la désintégration d'un neutron libérant ainsi un proton et un électron.

### 4.2.1. La théorie du piégeage

Une particule chargée soumise à un champ électromagnétique répond à la force de Lorentz  $\vec{F}$  définie par :

$$\vec{F} = q \left( \vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right) \quad (1)$$

avec  $q$  la charge de la particule,  $\vec{v}$  sa vitesse,  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  les champs électrique et magnétique.

En présence d'un champ magnétique fort ou d'une vitesse importante, l'écriture de l'équation précédente se simplifie :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (2)$$

avec  $\mathbf{p}$  la quantité de mouvement de la particule et  $t$  le temps.

La solution de l'équation donne le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique. Dans le cas d'un champ magnétique de type dipolaire, le mouvement est quasi-périodique. Grâce à l'approximation du centre-guide (Alfvén, 1950), ce dernier peut être décomposé en trois mouvements périodiques élémentaires distincts (cf. Figure 9) classés par ordre croissant de période :

- la *giration* autour de la ligne de champ magnétique ;
- le *rebond* entre deux points miroirs situés dans chaque hémisphère ;
- la *dérive* autour de la Terre dans un plan perpendiculaire à l'axe du dipôle, vers l'est pour les électrons et vers l'ouest pour les protons.

La composition de ces trois mouvements forme ce qu'on appelle une *coquille de dérive*. Notons que l'approximation centre-guide ne peut être faite que si, et seulement si, le rayon de giration reste petit devant le rayon de courbure des lignes de champ.

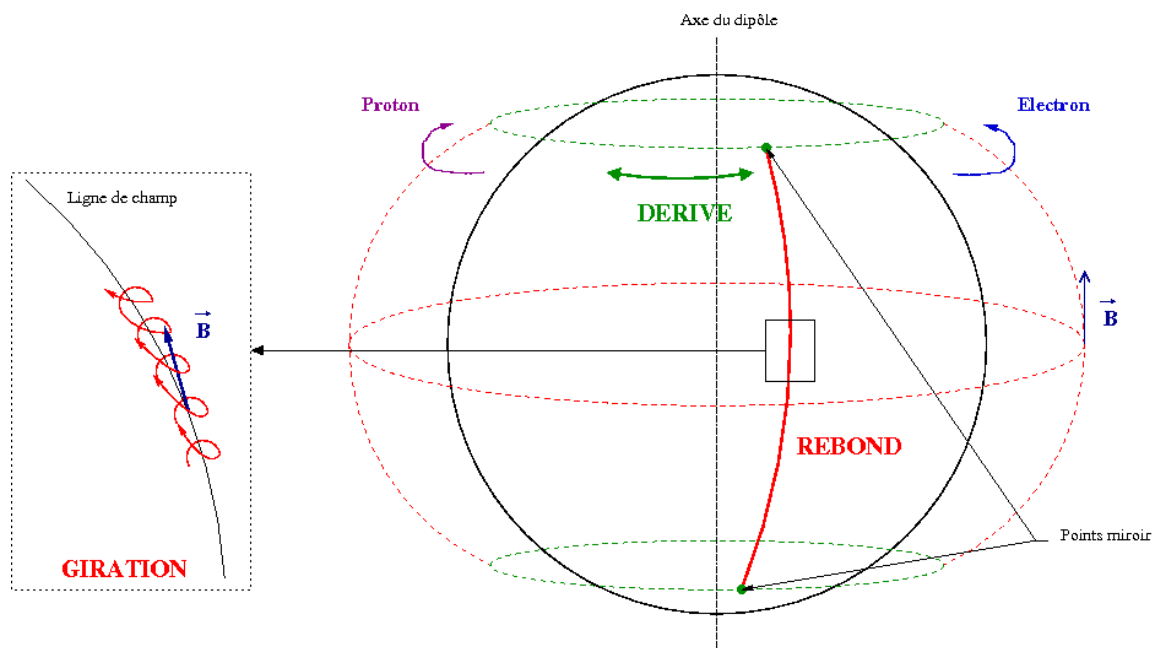


Figure 9: Coquille de dérive définie par les mouvements de giration, rebond et dérive d'une particule

La périodicité de chacun de ces mouvements élémentaires dépend de la nature de la particule et de son énergie, des ordres de grandeur sont donnés dans le Tableau 2 pour des particules à  $L=2$ .

Dans cette description, la particule peut être pseudo-piégée, en ce sens que le temps nécessaire pour quitter la sphère d'influence du champ magnétique terrestre est très supérieure à la période de son mouvement pseudo-périodique le plus long. Ceci reste vrai tant que l'on peut négliger la contribution des champs électriques dans l'expression de la force de Lorentz.

	Période cyclotron	Période de rebond	Période de dérive
	$\tau_c$ [s]	$\tau_b$ [s]	$\tau_d$ [mn]
Electron, 50 keV	$1.10^{-5}$	$3.10^{-1}$	$\approx 460$
Electron, 1 MeV	$3.10^{-5}$	$1.10^{-1}$	33
Proton, 50 keV	$2.10^{-2}$	$1.10^1$	$\approx 440$
Proton, 1 MeV	$2.10^{-2}$	3	22

 Tableau 2: Périodes de giration, de rebond et de dérive pour des particules à  $L=2$ 

Rappelons que l'approximation dipolaire se justifie de moins en moins à mesure que l'on s'éloigne de la Terre puisque l'asymétrie jour/nuit s'intensifie. En effet, le phénomène de « dédoublement de coquille » (*shell-splitting*) s'accroît d'autant, à savoir que deux particules initialement sur la même ligne de champ à une longitude donnée et ayant des points miroir à des altitudes différentes, ne sont alors plus sur la même ligne de champ à une autre longitude (Hess, 1968).

#### 4.2.2. Les trois invariants adiabatiques

En considérant que les champs électromagnétiques régissant le mouvement global des particules chargées varient très lentement, les trois mouvements périodiques élémentaires peuvent être décrits, en première approximation, par des constantes de mouvement appelées *invariants adiabatiques*.

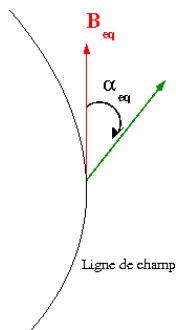
##### 4.2.2.1. Le 1<sup>er</sup> invariant $J_1$

Le 1<sup>er</sup> invariant s'exprime comme : 
$$J_1 = \frac{1}{2\pi} \oint (\vec{p} + q\vec{A}) \cdot d\vec{l} = \frac{p_{\perp}^2}{2qB} \quad (3)$$

Il est relié au moment magnétique relativiste  $M$  défini par  $M = J_1 \frac{e}{m_0} = \frac{p_{\perp}^2}{2m_0 B}$ .

Cet invariant est conservé tant que les variations du champ magnétique restent plus lentes que la période de giration.

##### 4.2.2.2. Le 2<sup>nd</sup> invariant $J_2$



Il s'exprime comme 
$$J_2 = \frac{1}{2\pi} \oint \vec{p} \cdot d\vec{l} = \frac{1}{2\pi} \oint p_{\parallel} dS \quad (4)$$

Il peut être interprété comme une rigidité élastique qui définit la longueur de la corde magnétique entre les points miroir. La position de ces deux points sur la ligne de champ dépend de l'angle d'attaque équatorial  $\alpha_{eq}$  formé entre le champ magnétique et le vecteur vitesse de la particule à l'équateur magnétique.



#### 4.2.2.3. Le 3<sup>ième</sup> invariant $J_3$

Le 3<sup>ième</sup> invariant s'exprime comme :  $J_3 \approx \frac{q}{2\pi} \oint \vec{A} d\vec{l} \approx \frac{q}{2\pi} \Phi$  (5)

Il est relié au flux magnétique  $\Phi$  contenu dans la coquille de dérive que l'on définit par  $\Phi = \int \vec{B} d\vec{S}$ .

Cet invariant peut être vu comme la contraction de la coquille de dérive afin de conserver le flux magnétique (d'après le théorème d'Ampère) lorsque le champ magnétique augmente à l'intérieur.

Il convient de noter que certaines interactions physiques peuvent entraîner jusqu'à la violation du 1<sup>er</sup> et du 2<sup>nd</sup> invariants adiabatiques en raison de leurs échelles de temps caractéristiques plus courtes que celles associées à ces invariants. Parmi elles, on peut notamment citer les interactions coulombiennes et les interactions onde/particule qui provoquent toutes deux une diffusion en angle d'attaque des particules.

### 4.3. Orages et sous-orages magnétiques

La magnétosphère terrestre oscille en permanence autour d'un état d'équilibre en raison de son couplage avec l'activité solaire qui, comme nous l'avons vu précédemment, provoque sa déformation et perturbe le champ magnétique.

#### 4.3.1. Les phases d'un orage magnétique

La queue magnétosphérique est sujette à des reconfigurations intempestives fonction de l'activité magnétique. On peut définir la notion de sous-orage magnétique comme étant la reconfiguration de la queue de la magnétosphère. Le sous-orage provoque la précipitation de particules dans l'ionosphère et l'injection de particules dans la magnétosphère interne. Le rayon de courbure des lignes de force dans la couche de plasma devient de l'ordre du rayon de giration des ions thermiques, et le mouvement des particules devient alors chaotique. Le mécanisme de déclenchement d'un sous-orage est encore mal connu aujourd'hui. La mission THEMIS (Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms) pourra peut-être amener des réponses. Elle est composée de 5 satellites qui s'alignent tous les quatre jours dans la queue magnétosphérique depuis février 2008, et réalisent des mesures coordonnées des décharges électriques et des variations du champ magnétique. Ces mesures à différents endroits stratégiques de la queue permettront ainsi de savoir où se déclenche un sous-orage et comment la perturbation correspondante se propage.

L'orage magnétique peut quant à lui être défini comme la compression de la magnétosphère due à un afflux de vent solaire (pouvant lui-même être lié aux phénomènes évoqués au 4.1). Il s'agit d'une reconfiguration lente. La compression de la magnétosphère modifie son couplage avec l'ionosphère, provoquant une intensification des systèmes de courant et une augmentation de l'indice Dst dont l'intensité dépend de l'intensité de l'orage magnétique (voir 4.3.2).

Un orage magnétique peut être décomposé en trois phases distinctes illustrées à la Figure 10 (notons que le profil  $Dst(t)$  est cependant très variable d'un orage à l'autre).

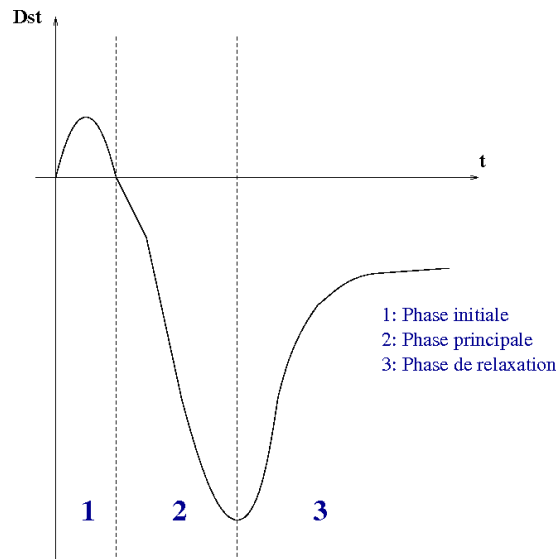


Figure 10: Phases d'un orage magnétique

#### 4.3.1.1. La phase initiale

Il s'agit d'une phase transitoire de courte durée (de l'ordre de quelques heures) durant laquelle des particules à haute vitesse, émises par le Soleil et transportées par le vent solaire, viennent comprimer le côté jour de la magnétosphère entraînant un changement soudain du champ magnétique observé à la surface de la Terre. Cette phase s'accompagne par une augmentation du Dst en réponse au resserrement des lignes de champ.

#### 4.3.1.2. La phase principale

Cette phase se déroule sur plusieurs heures et a pour objectif de rétablir le système de courants dans la queue magnétosphérique. Lors de l'ouverture des lignes de champ du côté jour de la magnétosphère, une partie de l'énergie du vent solaire est directement dissipée dans l'ionosphère aurorale et une autre partie est emmagasinée dans la queue sous forme d'énergie magnétique. Cette énergie est par suite convertie en énergie cinétique entraînant l'accélération de particules du feuillet neutre (de quelques keV à quelques centaines de keV) en direction de la Terre et leur injection dans la magnétosphère interne ou leur précipitation dans les zones aurorales. Une autre partie peut néanmoins être éjectée dans la direction antisolaire (plasmoïdes, jets antisolaires). Une chute du Dst est alors observable, correspondant à une intensification du courant annulaire. Par ailleurs, la plasmopause se rapproche de la Terre. Au cours de cette phase, le niveau de flux dans la magnétosphère interne peut facilement être multiplié jusqu'à trois ordres de grandeur en l'espace de quelques heures.

#### 4.3.1.3. La phase de relaxation

La phase de diminution des perturbations électromagnétiques peut s'étaler sur plusieurs jours. Elle est marquée par une augmentation du Dst, et une diminution de l'indice Kp, plus ou moins rapide. La plasmopause reprend alors sa position initiale.

#### 4.3.2. Les indices magnétiques

Au cours de période de perturbations magnétiques, les particules chargées du vent solaire peuvent alimenter et augmenter les courants dans la queue de la magnétosphère qui, peuvent ensuite être en partie dirigés vers la Terre en créant des courants alignés (ou *de Birkeland*). Ces courants se referment dans l'ionosphère au niveau des zones aurorales, en générant des courants est-ouest intenses dits *électrojets auroraux*. L'intensification vers l'ouest de tels courants, mesurée à l'aide de l'indice AL, est la principale signature d'un sous-orage.

Voici une liste des différentes mesures communément utilisées pour caractériser l'activité magnétique :

- L'indice Dst (*Disturbance storm time*)

Le Dst est la valeur moyenne de la composante horizontale du champ magnétique, mesurée par quatre observatoires situés à des latitudes de 20° à 30° et à différentes longitudes. Il donne une estimation horaire de l'intensité du courant annulaire. En temps calme, l'indice est proche de zéro et diminue fortement pendant la phase principale d'un orage.

- L'indice Kp

Il s'agit d'un indice tri-horaire qui fournit le niveau de perturbation engendré par la composante horizontale du champ géomagnétique. Chaque niveau d'activité est en relation quasi-logarithmique avec l'amplitude de la perturbation correspondante sur une échelle de 0 à 9. Il est déduit des mesures de champ magnétique réalisées par 13 stations (dont une seule pour l'hémisphère Sud) à des latitudes comprises entre 46° et 63° Nord ou Sud. Etant mesuré depuis 1932, cet indice constitue une base de données intéressante pour des études statistiques.

- Les indices ap et Ap

L'indice ap est obtenu par conversion d'une valeur de l'indice Kp à l'aide d'une table. Cet indice est exprimé en unité correspondant à 2 nT. Il en est de même pour l'indice Ap qui représente la moyenne journalière de ap.

- Les indices AE, AU et AL

Ces indices sont obtenus à partir de la composante horizontale du champ magnétique, mesurée toutes les deux minutes et trente secondes par douze stations situées entre 65 et 70° de latitude :

- L'indice AU (*Auroral Upper*)

Il donne une estimation des électrojets dirigés vers l'est qui induisent une variation positive de la composante horizontale du champ magnétique.

-L'indice AL (*Auroral Lower*)

Il fournit une mesure de l'électrojet vers l'ouest.

-L'indice AE (*Auroral Electrojet*)

Cet indice correspond à la différence algébrique des indices AU et AL, donnant ainsi une mesure globale.

## 5. LES MODELES DE CHAMP MAGNETIQUE ET ELECTRIQUE

La dynamique des particules chargées individuelles dans la magnétosphère interne peut être globalement exprimée par la force de Lorentz (cf. 4.2.1). Une simple modélisation du transport de plasma induit donc la modélisation des champs magnétique et électrique dans la région en question. Nous détaillerons ici les modèles de champ notamment utilisés dans le cadre de l'étude paramétrique du Chapitre 2.

### 5.1. Les modèles de champ magnétique

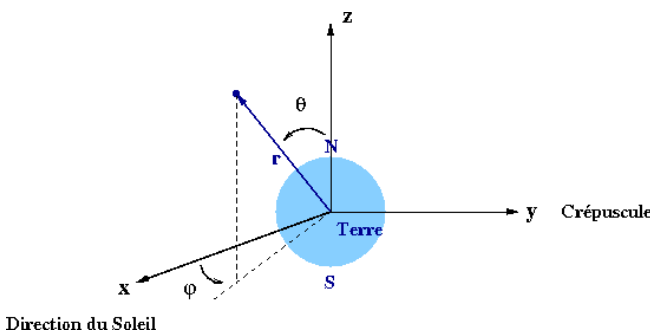
Le champ magnétique terrestre est d'origine principalement interne, en raison de l'induction produite par les mouvements des alliages de fer et de nickel en fusion dans la partie liquide du noyau de la Terre. Une autre partie est néanmoins d'origine externe, relative à l'interaction du vent solaire avec la magnétosphère et l'ionosphère. On peut donc écrire que :

$$\vec{B}_{total} = \vec{B}_{interne} + \vec{B}_{externe}$$

#### 5.1.1. Le champ magnétique terrestre d'origine interne

La plus simple représentation du champ magnétique terrestre d'origine interne est le champ dipolaire axisymétrique. Des modèles un peu plus évolués peuvent cependant tenir compte du décentrement et de l'inclinaison du dipôle et de l'asymétrie jour-nuit.

L'expression d'un champ dipolaire centré dans les coordonnées sphériques géographiques s'écrit :



$$\vec{B} = -B_0 \left( \frac{1}{r^{*3}} \right) \left( 2 \cos \theta \vec{e}_r + \sin \theta \vec{e}_\theta \right) \quad (6)$$

avec  $r^*$  adimensionné tel que  $r^* = r/a$  où  $a = 6371$  km,

$$\vec{e}_r = -\sin \theta \left( \cos \varphi \vec{x} + \sin \varphi \vec{y} \right) + \cos \theta \vec{z},$$

$$\vec{e}_\theta = \cos \theta \left( \cos \varphi \vec{x} + \sin \varphi \vec{y} \right) - \sin \theta \vec{z},$$

où  $L$  est le paramètre de McIlwain,  $B_0$ , l'intensité du champ magnétique à l'équateur magnétique et à la surface de la Terre (en négligeant les irrégularités du globe),  $\theta$  la colatitude comptée à partir du Nord géographique et  $\varphi$ , la longitude, nulle à midi.

La composante  $B_{interne}$  peut être plus réalistement modélisée par l'International Geomagnetic Reference Field (2008). L'IGRF est une description mathématique du champ magnétique terrestre. Il a été mis en œuvre par l'*International Association of Geomagnetism and Aeronomy* qui le revoit régulièrement. Il s'agit d'un modèle de référence dont les paramètres proviennent d'une analyse des observations magnétiques sur le globe et dans l'espace.

C'est initialement en 1838 que *C. F. Gauss* créa une méthode de représentation du champ magnétique, sous la forme d'une série de fonctions sphériques convergentes (*harmoniques sphériques*, cf. 2.2), dont chacun des termes sont fonction de la latitude, longitude et distance radiale depuis le centre de la Terre. Les trois premiers termes décrivent un champ dipolaire. Il est donc possible de déduire à partir d'un modèle de champ géomagnétique de référence, l'intensité  $B_0$  du champ, le décentrement, l'inclinaison et les coefficients du dipôle.

Comme illustré en partie à la Figure 11, ces paramètres varient au cours du temps, la variation séculaire due aux phénomènes siégeant dans le noyau externe de la Terre n'étant elle-même pas stable dans le temps et l'espace. Les données archéomagnétiques ont mis en évidence que l'intensité de la partie dipolaire du champ magnétique a diminué de moitié depuis 2000 ans.

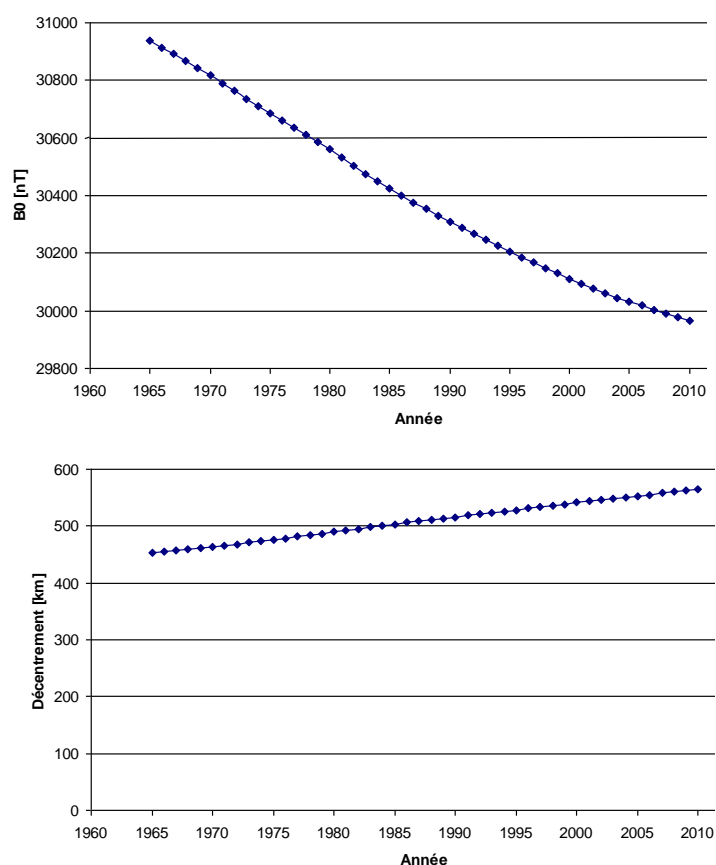


Figure 11: Variation de l'intensité  $B_0$  du champ magnétique (en haut) et du décentrement du dipôle (en bas) depuis 1965

### 5.1.2. Les modèles de champ magnétique externe

Au-delà de 4 Re, l'influence de l'interaction du vent solaire avec la magnétosphère sur le champ géomagnétique ne peut être négligée. Les perturbations occasionnées pendant des orages et des sous-orages magnétosphériques peuvent être décrites par différentes sources de champ externe engendrées par les systèmes de courants magnétosphériques (cf. 2.4). Les modèles de champ magnétique sont calculés à partir de la distribution de ces courants dans différentes régions de la magnétosphère.

Parmi les modèles de champ existants, on trouve ceux de *Mead & Fairfield (1975)*, *Tsyganenko (1987, 1989c, 1996, 2002, 2005)*, *Olson & Pfitzer* en état calme (1977), *Olson & Pfitzer* dynamic (1988), *Ostapenko & Maltsev (1997)*, *Alexeev (2000)*, etc.... On choisit néanmoins de ne présenter en détail que ceux sujets à l'étude paramétrique du Chapitre 2.

Ainsi les modèles de champ présentés par la suite correspondent à la composante externe du champ magnétique total  $\mathbf{B}$ . Ils sont utilisés conjointement avec l'IGRF ou un simple champ dipolaire, qui s'occupe de fournir une modélisation du champ d'origine interne.

#### 5.1.2.1. Modèle de Mead & Fairfield (1975)

Ce modèle tient compte de l'inclinaison du dipôle terrestre. Il existe quatre jeux de coefficients correspondant chacun à quatre niveaux d'activité magnétique distincts, paramétrés par l'indice magnétique  $K_p$ . Le modèle est valable jusqu'à 17 rayons terrestres. Le champ est déterminé grâce à une décomposition en puissances dans le repère **Solar Magnetic (SM)**, d'ordre 2 spatialement et d'ordre 1 pour l'inclinaison. Les coefficients sont ajustés grâce à la méthode des moindres carrés, à partir de 12 616 mesures vectorielles de champ, issues elles-mêmes de 451 orbites différentes de quatre satellites IMP entre 1966 et 1972. L'effet des systèmes de courants locaux, tels que le courant annulaire et le courant dans la queue magnétosphérique, n'est cependant pas très bien reproduit par ce modèle d'ordre 2.

#### 5.1.2.2. Modèle de Tsyganenko 1989c

Le modèle de Tsyganenko 1989c donne les composantes du champ magnétique dans le repère **Geocentric Solar Magnetic (GSM)**, en tenant compte de la contribution des systèmes de courant dans la magnétosphère et des courants de la magnétopause. La validité du modèle s'étend jusqu'à 70 Re du côté nuit. La construction de ce dernier repose sur les données satellite de IMP-A, C, D, E, F, G, H, I, J (de 1966 à 1974), HEOS-1 et -2 (de 1969 à 1974) et ISEE-1 et -2. La différence de la version modifiée 1989c par rapport à sa précédente tient au rajout de ce dernier jeu de données, ainsi qu'à l'ajout de deux termes permettant de tenir compte de la modulation du courant dans la queue en fonction de l'inclinaison du dipôle. Il existe sept jeux de coefficients, déterminés par la méthode des moindres carrés, correspondant chacun à des niveaux d'activité magnétique différents et paramétrés par l'indice  $K_p$ .

### 5.1.2.3. *Modèle de Olson & Pfitzer en état calme (1977)*

Ce modèle tient compte de la contribution des courants de la magnétopause et des courants magnétosphériques dans le champ. Le modèle est valable pour n'importe quelle inclinaison de l'axe du dipôle de la Terre et pour des conditions d'activité magnétique calme. Un programme utilisant la méthode des moindres carrés a été utilisé pour définir les coefficients d'une loi de puissance, d'ordre 4 spatialement et d'ordre 3 pour l'inclinaison. Cette loi a été optimisée pour l'environnement proche de la Terre jusqu'à 15 rayons terrestres maximum. Au-delà de cette zone, le champ diverge rapidement. Pour la région en deçà de 2 rayons terrestres, le champ a été fixé à zéro sachant que le champ  $B_{interne}$  de la Terre est prédominant ici et que de ce fait, les variations obtenues grâce à la loi de puissance ne sont pas suffisamment précises pour pouvoir prédire les variations à la surface de la Terre.

## 5.2. Les modèles de champ électrique

On choisit de présenter les modèles de champ électrique en deux groupes, le modèle de *McIlwain (1986)* d'une part et les autres modèles d'autre part. En effet, la plupart des modèles sont construits à partir d'une formulation de type *Volland & Stern (1975)*, tandis que le modèle de *McIlwain* offre une vision plus complexe du champ.

### 5.2.1. *Modèles fondés sur une formulation de type Volland & Stern*

On choisit de présenter au sein de cette partie les modèles de *Maynard & Chen (1975)*, *Whipple (1978)*, *Gussenhoven et al. (1981, 1983)*, *Ebihara & Ejiri (2000)*, *Boscher (2007)* et *Buzulukova & Vovchenko (2008)*. Ces modèles expriment le potentiel électrique  $\Phi$  comme étant la superposition du champ électrique de corotation et du champ électrique de convection (communément désigné dans la littérature par *cross-tail electric field*, en raison du mouvement de convection des particules dans la direction antisolaire induit par le champ électrique traversant la queue magnétosphérique).

Le champ électrique de corotation résulte de la rotation du dipôle magnétique autour de son axe qui vient induire un champ électrostatique de la forme :

$$E_{corotation}^{\rightarrow} = -\left(\vec{\Omega} \wedge \vec{r}\right) \wedge \vec{B} \quad (7)$$

avec  $\vec{\Omega}$ , la vitesse de rotation de la Terre.

Le champ électrique de convection dérive du potentiel et s'écrit :

$$E_{convection}^{\rightarrow} = -\vec{\nabla} \Phi \quad (8)$$

avec  $\Phi = -b.r^\gamma \sin(\phi)$ , pour une formulation de type *Volland & Stern* où  $\gamma$  est le facteur d'écrantage et  $\phi$ , le temps local magnétique en radian. L'écrantage décrit la limite de pénétration du champ électrique.

Par suite, le potentiel électrique  $\Phi$  résultant de la superposition des termes de corotation et de convection s'exprime de la façon suivante :

$$\Phi = -\frac{a}{r} + b.r^\gamma \sin(\phi) \quad (9) \quad \text{avec } a = \Omega R_E^2 B_0(t) = \frac{2\pi R_E^2 B_0(t)}{86400},$$

où  $R_E$  est la rayon de la Terre et  $B_0(t)$ , l'intensité du champ magnétique à l'équateur magnétique et à la surface de la Terre à l'instant  $t$ . Remarquons juste que dans le cas de planètes plus éloignées, le champ magnétique solaire est plus faible, ce qui change totalement le rapport entre effet de corotation et de convection.

Comme l'intensité magnétique  $B_0(t)$  varie au cours du temps, c'est la raison pour laquelle le facteur  $a$  n'est pas constant. Le Tableau 3 indique le facteur d'écrantage, ainsi que la valeur des coefficients  $a$  et  $b$  prise pour chacun de ces modèles.

	$\gamma$	$a$ [kV.Re]	$b$
Boscher	2	92	$\exp(4.4166 + 0.1496Kp + 0.0312Kp^2)$ [V/Re <sup>2</sup> ]
Buzulukova & Vovchenko	2	92	0.1 [kV/Re <sup>2</sup> ]
Ebihara & Ejiri	2	/	$\frac{1}{2} \times \left[ 1.1 \cdot 10^{-4} v_{SW}^2 + 11.1 B_{IMF} \sin^3\left(\frac{\theta_{IMF}}{2}\right) \right]$ [kV] où $r = R/R_B$ (adimensionné) dans l'expression de $\Phi$ . <sup>(1)</sup>
Gussenhoven et al.	$\gamma$	/	$\frac{a}{\gamma \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)^{\gamma+1}} (\cos^2 \lambda_m)^{\gamma+1}$ avec $\lambda_m = 67.8 - 2.07Kp$ . <sup>(2)</sup>
Maynard & Chen	2	92.4	$\frac{0.045}{(1 - 0.159Kp + 0.0093Kp^2)^3}$ [kV/Re <sup>2</sup> ]
Whipple	1	92	10 [kV/Re]

Tableau 3 : Facteur d'écrantage et valeurs des coefficients  $a$  et  $b$  de modèles basés sur une formulation de type Volland & Stern

On devine que l'expression simplifiée du potentiel, avec le modèle de Whipple, conduira à des résultats très différents en comparaison avec les autres modèles. Comme le modèle de Gussenhoven et al. est aisément paramétrable avec le facteur  $\gamma$ , lorsqu'on supprime l'écrantage ( $\gamma=1$ ), on remarquera que l'on garde néanmoins une dépendance à l'activité

<sup>1</sup>  $v_{SW}$  représente la vitesse du vent solaire [km/s],  $B_{IMF}$  l'intensité de l'Interplanetary Magnetic Field [nT] et  $\theta_{IMF}$  l'angle polaire de l'IMF.  $R_B$  (ou  $R$ ) correspond à la distance géocentrique à l'équateur entre le centre de la Terre et la magnétopause à 06 :00 ou 18 :00 MLT (ou un point considéré à n'importe quel temps local).

<sup>2</sup>  $\lambda_m$  est l'invariant de latitude de la séparatrice (voir cette notion au Chapitre 2.) à minuit.



magnétique ( $K_p$ ) contrairement au modèle de Whipple. Par ailleurs, la particularité du modèle d'Ebihara et Ejiri tient au fait que le terme de convection est directement lié aux paramètres du vent solaire. De manière générale pour l'ensemble des modèles présentés ici, le facteur d'écrantage est pris égal à 2 et le champ électrique de convection n'est pas toujours dépendant de l'activité magnétique.

### 5.2.2. Modèle de McIlwain (1986)

Le modèle de champ électrique de McIlwain tente de représenter le champ qui existe entre les orages. Il propose une relation entre l'écrantage du champ électrique externe et la coquille aurorale, communément appelée *auroral ring*. Le potentiel électrique  $\Phi$  est ainsi exprimé de nouveau par la superposition du champ électrique de corotation, et par trois composantes représentant l'écrantage du champ :

$$\Phi = -\frac{v_5}{r} + [r(v_1 \sin(LT) + v_2 \cos(LT)) + v_3](1 + v_4 K_r)H \quad (10)$$

avec  $-v_i = 0.8, 0.2, 3, 0.3, 92, 0.8$  ;

$-H$ , la fonction d'écrantage définie comme  $H = \frac{1}{1 + \left(v_6 \frac{r_{ar}}{r}\right)^\gamma}$  où  $\gamma=8$  ;

-et  $K_r = \frac{K_p}{1 + 0.1K_p}$ .

Le terme  $r_{ar}$  représente la distance à la Terre de l'anneau auroral en rayons terrestres. Comme la Figure 12 l'illustre, l'anneau auroral est en fait l'intersection de la coquille aurorale avec le plan de l'équateur magnétique. Cette coquille aurorale, appelée *auroral shell* dans la littérature, est elle-même définie à partir de l'ovale auroral.

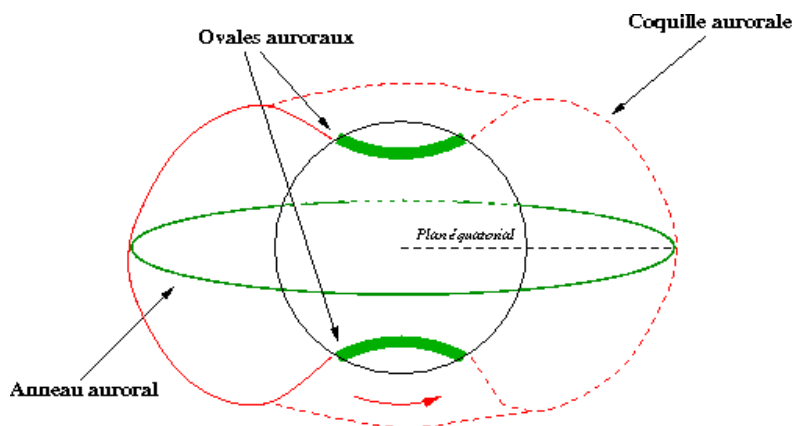


Figure 12: Schématisation de l'ovale et de la coquille auroraux

Selon la description qu'en fait McIlwain, la distance  $r_{ar}$  est elle aussi dépendante de l'activité magnétique :

$$r_{ar} = s_1 + s_2 \cos(LT) + [s_3 + s_4 \cos(LT)]K_r \quad (11) \quad \text{avec } s_i = 9.8, -1.4, -0.9, -0.3.$$

Notons que le terme en  $\gamma=8$  dans la fonction d'écrantage complexifie l'expression du potentiel, en comparaison avec les modèles précédents, et rend donc moins aisée son étude. Cependant quelques remarques sur le comportement général du modèle peuvent être faites.

La Figure 13 représente l'évolution du paramètre  $K_r$  du modèle en fonction de l'activité magnétique représentée par l'indice Kp. On note que la fonction croît de moins en moins rapidement à mesure que l'indice Kp augmente. Cela impliquerait donc que l'écrantage du champ électrique tende vers une limite à forte activité magnétique.

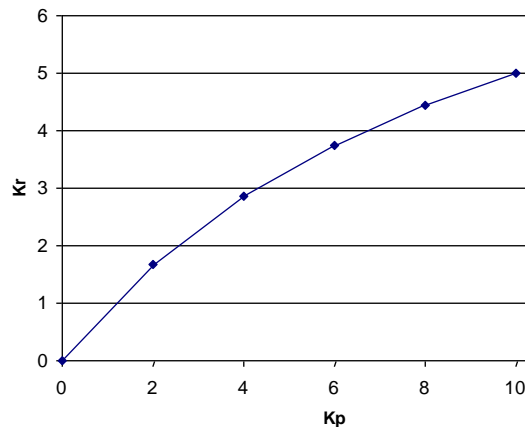


Figure 13 : Évolution du paramètre  $K_r$  en fonction de l'indice Kp

La Figure 14 est obtenue par intersection du plan équatorial avec le plan méridien midi-minuit, elle illustre l'évolution de la fonction d'écrantage  $H$  par rapport à la distance radiale  $r$ . Elle représente également l'expression de l'écrantage selon  $r$  avec des modèles basés sur la formulation de Volland & Stern. On remarque à ce titre la différence de symétrie avec le modèle de McIlwain.

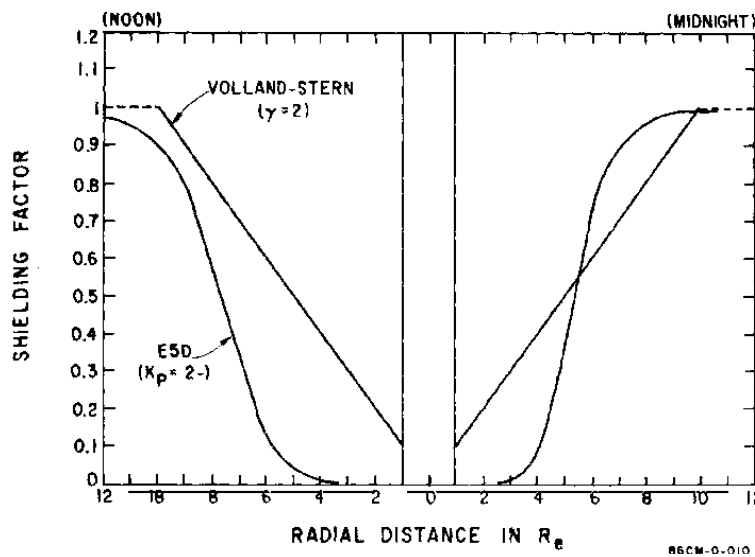


Figure 14 : L'écrantage selon McIlwain et Volland-Stern en fonction de la distance radiale  $r$  dans l'axe midi-minuit (McIlwain, 1986)

À une distance infinie de la Terre, la fonction d'écrantage  $H$  tend vers 1 tandis qu'au plus proche de la planète, elle tend vers zéro. Le phénomène d'écrantage est plus efficace que celui de Volland & Stern à partir de  $H=1/2$  vers 5 Re du côté nuit, ce qui correspond à une évolution de la distance radiale  $r$  en  $0.8*r_{ar}$  d'après l'expression de la fonction d'écrantage.

A présent, on représente la partie « convection » des champs de Volland & Stern et de McIlwain à différentes distances radiales (cf. Figure 15, n.b. : les échelles sur la figure sont différentes). Dans le cas de Volland & Stern, on trace la fonction  $r^2\sin(LT)$  et dans le cas de McIlwain, on s'affranchit des termes d'écrantage et de saturation de l'indice Kp pour ne garder que la fonction  $r(0.8\sin(LT)+0.2\cos(LT))+3$ .

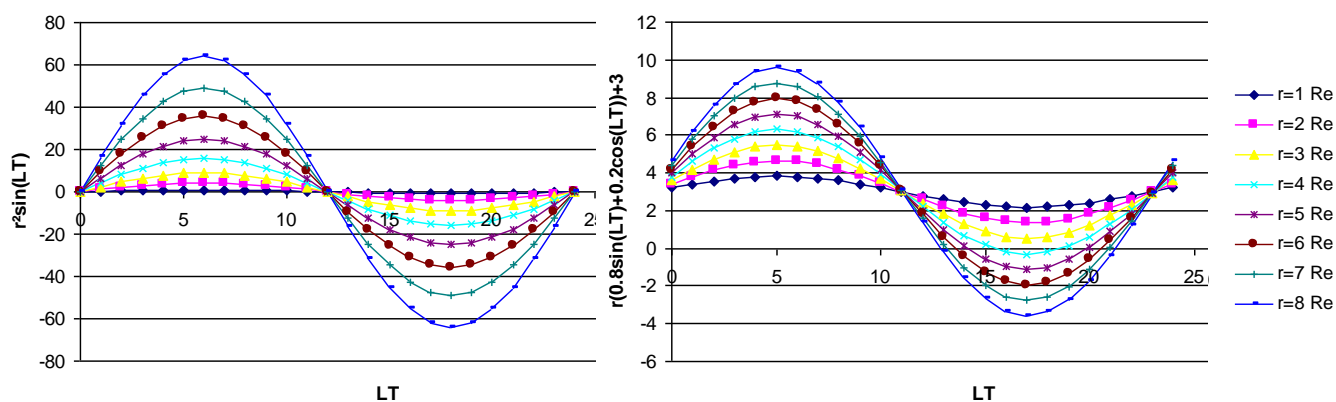


Figure 15 : Évolution des termes de convection des modèles de Volland & Stern (à gauche) et de McIlwain (à droite) en fonction du temps local et de la distance radiale

L'observation de ces graphes permet de directement se rendre compte de la différence de symétrie du système entre les deux modèles. On s'aperçoit qu'avec le modèle de McIlwain, la symétrie est décalée d'environ une heure dans le sens horaire par rapport aux modèles basés sur la formulation de Volland & Stern. Cette différence de symétrie peut expliquer les différences de localisation de la source que l'on observera par la suite au Chapitre 2. Notons par ailleurs que l'importance des termes de convection est croissante avec la distance radiale.

# Chapitre 2

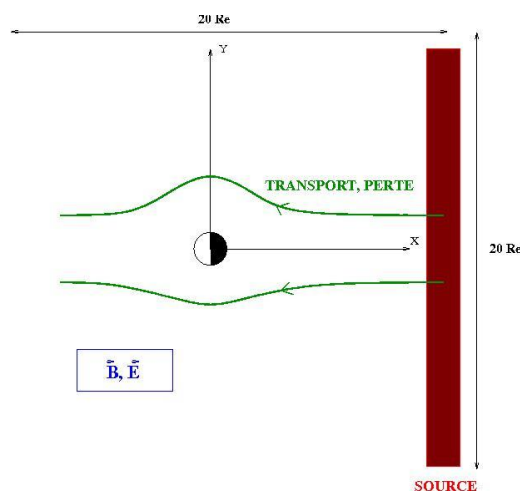
---

ETUDE PARAMETRIQUE DE LA  
MODELISATION DU TRANSPORT DE  
PLASMA

L'objectif de ce chapitre est de mieux appréhender l'influence des différents acteurs du processus physique de transport de plasma en s'interrogeant sur : l'origine du plasma froid magnétosphérique, son transport et les pertes rencontrées au cours de ce dernier.

## **1. BUT DE L'ETUDE PARAMETRIQUE SUR LA MODELISATION DU TRANSPORT DE PLASMA**

Le problème est abordé sous l'angle des dimensions spatiale, temporelle et en énergie. La complexité de la physique en jeu implique une étude 2D préalable dans la dimension spatiale, c'est pourquoi le travail est uniquement réalisé en première approche dans le plan équatorial. L'étude du transport de plasma se fait dans la région interne de la magnétosphère : on choisit de ce fait un carré centré sur la Terre de 20 rayons terrestres de côté (comme illustré à la Figure 16), pour prendre en compte l'accélération des particules à moment magnétique constant depuis le feuillet de plasma jusqu'au courant en anneau, limite basse en énergie des ceintures de radiation.



*Figure 16 : Etude de la source de plasma, de son transport et des pertes rencontrées dans le plan équatorial*

Par ailleurs, l'activité magnétique s'avère aussi une composante fondamentale puisqu'elle influe directement sur les trois entrées du problème, à savoir la source, le transport et la perte de plasma. Néanmoins la plupart de l'étude sera menée à une activité magnétique relativement calme, paramétrée par un indice  $K_p$  de 3, en raison d'une statistique plus faible sur laquelle les modèles sont construits à forte activité magnétique.

Par le biais de cette étude paramétrique, on tâchera d'obtenir une meilleure connaissance de l'impact des variations des paramètres d'entrée du problème sur la trajectoire des particules. On s'interrogera brièvement sur l'origine même du plasma, que l'on suppose aujourd'hui en majeure partie dans le feuillet de plasma de la queue magnétosphérique ; puis nous étudierons plus en détail son transport, les trajectoires empruntées par les particules, l'évolution en énergie et temporelle ; et enfin, nous nous pencherons sur les processus de pertes rencontrés au cours du transport. A cette fin, on s'attachera donc à comparer différents modèles de champs magnétique et électrique, nécessaires à la description du mouvement des particules puis, on procédera au même type d'analyse avec

différents modèles d'exosphère. Notons que la modélisation de l'exosphère influe directement sur l'estimation des pertes de protons. Concernant les électrons, les pertes associées sont essentiellement dues aux interactions avec les ondes dont les caractéristiques sont encore mal connues, c'est la raison pour laquelle il est difficile d'avoir une idée qualitative des pertes avec ce type de particule. A terme, le but de cette étude est d'avoir une notion des erreurs que l'on commet à chaque étape de la modélisation du transport de plasma.

Comme l'objectif de cette étude est qualitatif et non quantitatif, on émet l'hypothèse que les équateurs donnés par les repères **Geocentric Solar Magnetic** et **Solar Magnetic** (évoqués au Chapitre 1. et visibles à l'annexe A), ainsi que par le repère **GEO**, sont identiques. Cette hypothèse introduit évidemment un biais, mais qui n'est pas gênant pour l'étude dans la mesure où on cherche à évaluer des ordres de grandeur. En effet, si on confond l'équateur propre à chacun de ces repères, on se trompe au maximum d'un angle de  $23^{\circ}27'$  en latitude en moyenne sur une journée (voir annexe A), soit une colatitude  $\theta$  de  $66^{\circ}33'$ .

En exprimant la valeur du champ magnétique miroir  $B/B_{eq}$  en fonction de l'angle d'attaque équatorial  $\alpha_{eq}$ , l'induction magnétique  $B$  et l'intensité du champ magnétique à l'équateur  $B_{eq}$  en faisant une approximation dipolaire, il vient :

$$\left\{ \begin{array}{ll} B/B_{eq} = 1/\sin^2 \alpha_{eq} & (12) \quad \text{par conservation du moment magnétique,} \\ B = B_0 \sqrt{4 - 3\sin^2 \theta} / r^{*3} & (13) \quad \text{avec } r^* = r/R_{Terre} = L \sin^2 \theta, \\ B_{eq} = B_0 / L^3 & (14) \end{array} \right.$$

Ainsi, en introduisant les relations (13) et (14) dans l'équation (12), on obtient une relation directe entre l'angle d'attaque équatorial  $\alpha_{eq}$  et la colatitude  $\theta$ , qui nous conduit à  $\alpha_{eq}=44^{\circ}29'$ .

On peut donc considérer que cette approximation est raisonnable puisque d'une part, il s'agit ici d'un cas pire et d'autre part, on vérifie que le niveau de flux à  $\alpha_{eq}=90^{\circ}$  est relativement semblable à celui pour  $\alpha_{eq}=44^{\circ}29'$ , notamment pour les électrons et également pour les protons de basse énergie (voir les cartographies à l'annexe A).

## 2. LA SOURCE DE PLASMA

On a précédemment mentionné que l'on considérait que la source de plasma était majoritairement localisée au niveau du feuillet de plasma. En réalité, il existe aussi d'autres sources de plasma, comme l'ionosphère ou les connections directes entre la magnétopause et le vent solaire. La contribution de ces sources peut également être importante, comme celle des ions oxygène ( $O^+$ ) d'origine ionosphérique (Hamilton, 1988; Daglis, 1999). Néanmoins on s'intéressera uniquement ici à l'arrivée de protons et d'électrons issus du feuillet de plasma dans le plan équatorial.

Dans les simulations que l'on réalise en faisant défiler le temps, on considère que les particules provenant du feuillet de plasma s'étalent de  $Y = -10 \text{ Re}$  à  $Y = 10 \text{ Re}$  pour  $X = 10 \text{ Re}$ , donc côté nuit de la magnétosphère dans la représentation que l'on utilise (voir Figure 16.,  $X = -X_{GSM/SM}$  et  $Y = -Y_{GSM/SM}$ ). En lançant des particules sur des intervalles réguliers sur cette

largeur considérée du feuillet de plasma, on fait l'hypothèse sous-jacente que les particules ont la même probabilité de provenir de chacun des endroits où elles sont émises. En réalité, cette hypothèse de calcul n'est pas exacte et on peut se donner une idée de la dynamique de la géométrie de la source grâce au modèle de *Tsyganenko et Mukai (2003)*, présentée sous la forme des diagrammes ( $B_z, Y, n$ ) et ( $B_z, Y, T$ ) à la Figure 17 dans le cas proton.

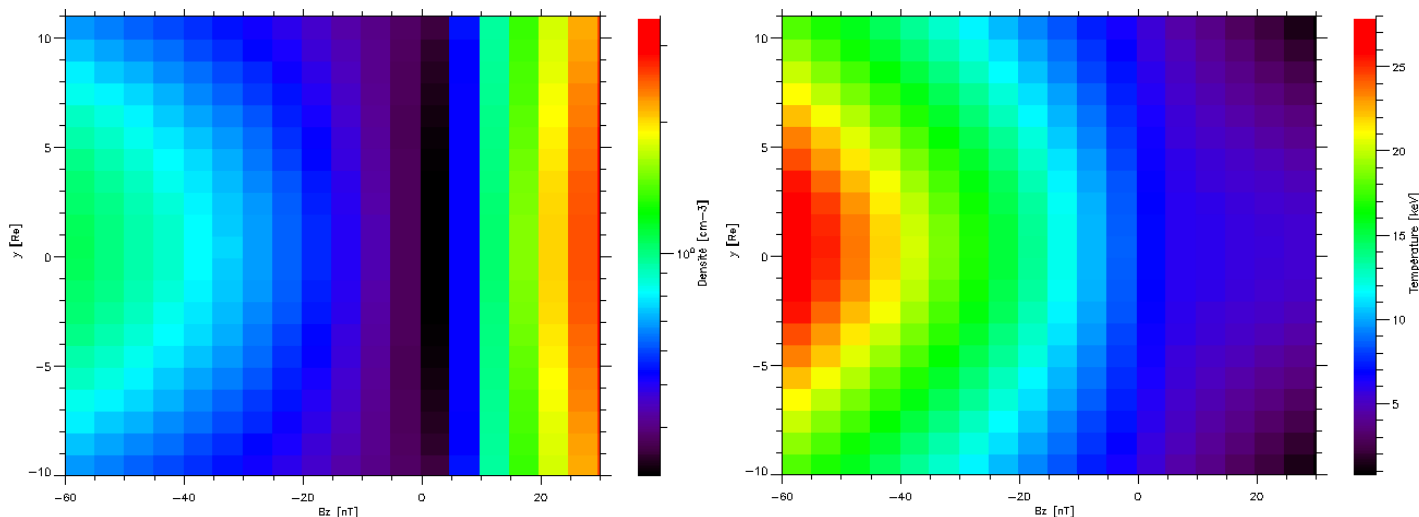


Figure 17 : Diagrammes ( $B_z, Y, n$ ) (à gauche) et ( $B_z, Y, T$ ) (à droite) issus du modèle de *Tsyganenko et Mukai (2003)* pour  $X=10 Re$  (côté nuit) dans le cas proton

Ces diagrammes ne prennent pas en considération l'inertie du système (*D. Nagata, 2008*). Bien que les électrons aient une température électronique différente de la température ionique (*Christon et al., 1991*), la Figure 17 nous donne une idée de la distribution de la source. On s'aperçoit que plus l'activité magnétique est importante (ce que l'on mesure par une composante du champ magnétique  $B_z$  de plus en plus négative), plus le cœur de la distribution se resserre autour du temps local minuit : on trouve ainsi à 10 Re côté nuit de la magnétosphère, un plasma dans le feuillet neutre composé de protons de l'ordre de 15 à 25 keV en période d'activité magnétique, s'étalant en moyenne de 5 Re de part et d'autre du centre avec une densité de 0.5 à 1 particule.cm<sup>-3</sup>. Par temps plus calme ( $-20 < B_z < 0$  nT), la densité de la population de protons dans la couche de plasma s'homogénéise sur une distance de 20 Re de large et la température ionique diminue (on trouve désormais un plasma de 1 à 10 keV). En revanche, lorsque la composante  $B_z$  devient positive, on assiste à une ré-augmentation de la densité avec des valeurs supérieures à 1 particule.cm<sup>-3</sup>.

Ainsi une première amélioration de la modélisation du transport de plasma dans la magnétosphère interne pourrait consister à tenir compte de la distribution des particules dans la source. Notons qu'une meilleure compréhension de la source pourrait également nous amener à discriminer certains modèles de champ électrique dont l'origine des particules s'avère très différente, comme avec le modèle de McIlwain.

Néanmoins, une majorité des simulations a été réalisée en remontant le temps, c'est-à-dire en se plaçant là où les particules sont injectées et en regardant d'où elles proviennent. De ce fait, on s'affranchit alors de devoir connaître la géométrie de la source. C'est pour cette

raison que l'étude s'est davantage orientée sur l'influence des modèles de champs magnétique et électrique, et d'exosphère. On notera toutefois qu'à plus forte activité magnétique que  $K_p=3$ , les phénomènes de turbulence s'intensifient et rompent la symétrie dans le temps, ce qui ne nous permet plus de remonter à l'exacte connaissance de la source.

### 3. LE TRANSPORT DE PLASMA

Dans le cadre de cette section, on définira préalablement comment le transport de plasma a pu être modélisé au sein d'un code particulaire. Par suite, nous procéderons à l'étude de différents modèles de champs magnétique et électrique en regardant de quelle manière ils influent sur la dynamique des particules.

#### 3.1. Mise en place d'un code particulaire

Afin de modéliser le transport de plasma, un code particulaire a été développé. Il permet de décrire qualitativement la réponse au cours du temps d'une ou plusieurs particules, électron ou proton, à des perturbations dues aux champs magnétique et électrique, à une activité magnétique constante, dans le plan équatorial et à une distance choisie maximum de 10  $R_e$  côté jour ou nuit de la magnétosphère. On peut au choix laisser le temps défiler, ou au contraire le remonter dans le cas où l'on veut connaître la région où sont injectées les particules.

Divers travaux de modélisation du transport de plasma ont été réalisés par le passé. Les premiers modèles équatoriaux du transport de particules ont vu le jour dans les années 1970 : *Chen (1970)*, *Stern (1975)*, *Cowley et Ashour-Abdalla (1976)* et *Ejiri (1978)*. Des études similaires ont été réalisées par la suite comme celles de *Takahashi et Iyemori (1989)*, *Sheldon et Gaffey (1993)*, avec des modèles équatoriaux de la trajectoire d'ions également : *Shirai et al. (1997)*, voire même 3D avec les travaux de *Sauvaud et Delcourt (1987)*. Plus récemment, *Millilo et al. (2003)* ont mis en place une modélisation équatoriale plus élaborée, empirique, du flux de protons dans la région interne de la magnétosphère.

Le principe simple du modèle équatorial implémenté ici est le suivant : initialement, on se dote d'une particule à une position donnée par le vecteur  $\mathbf{x}$  dans le repère GSM/SM et d'énergie  $E$ .

Le moment magnétique relativiste  $M$  est relié à l'invariant adiabatique  $J_1$ , dont l'invariance est conservée si l'échelle caractéristique des perturbations jouant sur la particule considérée est plus lente que la période associée à  $J_1$ , soit la période de giration (environ 1 ms, cf. Chapitre 1.). On considère que le rayon de Larmor de la particule est plus petit que le gradient de champ magnétique. Par suite, on peut s'exprimer le moment  $M$  en fonction de l'invariant  $J_1$  par :

$$\frac{J_1}{m_0} = \frac{M}{q} \quad (15) \quad \text{soit } M = \frac{J_1}{m_0} * q,$$

avec  $m_0$ , la masse au repos de la particule et  $q$ , sa charge.



Sachant que le 1<sup>er</sup> invariant peut s'écrire comme :  $J_1 = \frac{p_{\perp}^2}{2qB}$ ,

avec  $B$ , l'intensité du champ magnétique et  $p_{\perp}$ , l'intensité de la composante perpendiculaire du vecteur d'impulsion ;

et que par ailleurs, on a  $p = p_{\perp}$  dans le plan équatorial, il vient :

$$M = \frac{p^2}{2qB} * \frac{q}{m_0} = \frac{p^2}{2Bm_0}$$

Or par définition,  $p = mv$  (16) où  $v$  est la vitesse de la particule, et  $m = m_0\gamma$  (17) où  $\gamma$  est le facteur de Lorentz.

Par suite :

$$M = \frac{m_0^2 \gamma^2 v^2}{2Bm_0}$$

Or,  $\gamma^2 v^2 = (\gamma^2 - 1)c^2$  (18) comme démontré par la suite<sup>3</sup>,

et  $\gamma^2 - 1 = \frac{E}{E_0} \left( 2 + \frac{E}{E_0} \right)$  puisque par définition,  $\gamma = 1 + \frac{E}{E_0}$  (19) (calcul du carré remarquable).

D'où

$$M = \frac{m_0 c^2}{2B} \frac{E}{E_0} \left( 2 + \frac{E}{E_0} \right)$$

Soit

$$M = \frac{E}{2B} \left( 2 + \frac{E}{E_0} \right) = \frac{E(2E_0 + E)}{2BE_0}, \text{ avec } E_0 = m_0 c^2 \quad (20)$$

Le 1<sup>er</sup> invariant adiabatique  $J_1$  étant conservé, le moment magnétique relativiste  $M$  l'est également. En se plaçant dans le cas non-relativiste où  $E \ll E_0$ , on peut de plus estimer la constante du moment magnétique  $\mu$  par :

$$\mu = E/B \quad (21)$$

Par suite, une fois le moment magnétique déterminé par le rapport  $E_{t=0}/B_{t=0}$ , on en déduit le rapport du 1<sup>er</sup> invariant adiabatique sur la masse  $m$  de la particule, soit  $J_1/m$ , qui nous sera utile ultérieurement pour le calcul de la vitesse.

Le potentiel électrique  $\Phi$  est par suite évalué (voir les modèles de champ électrique au Chapitre 1.) en fonction du temps local magnétique et de la distance du centre de la Terre à la particule, tous deux fonction du vecteur de position  $\mathbf{xx}$ .

On estime alors l'énergie totale selon l'expression :

$$E_{total} = q\Phi + \mu B \quad (22)$$

---

<sup>3</sup> On pose  $\beta = v/c$ . Sachant que le facteur relativiste peut également s'écrire sous la forme  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ , l'expression une fois élevée au carré s'écrit :  $\beta^2 \gamma^2 = \gamma^2 - 1$ . Ainsi,  $\gamma^2 v^2 = \gamma^2 \beta^2 c^2$ , soit  $\gamma^2 v^2 = (\gamma^2 - 1)c^2$ .

le terme  $\mu B$  n'étant autre que l'énergie cinétique de départ  $E_{t=0}$ .

On utilise la méthode d'intégration de *Runge-Kutta* d'ordre 4 (1901) afin de déduire le vecteur de position  $\mathbf{xx}'$  pour le pas suivant :

$$\vec{xx}' = \vec{xx} + \frac{dt}{6} \left( \vec{k}_1 + 2\vec{k}_2 + 2\vec{k}_3 + \vec{k}_4 \right) \quad (23)$$

avec  $dt$ , le pas temporel d'itération de la méthode et  $\mathbf{k}_i$ , le vecteur vitesse. Ce dernier est fonction du temps, du pas d'itération et du vecteur initial de position  $\mathbf{xx}$  comme suit :

$$\begin{aligned} \vec{k}_1 &= f(t, \vec{xx}) \\ \vec{k}_2 &= f\left(t + dt/2, \vec{xx} + \vec{k}_1 dt/2\right) \\ \vec{k}_3 &= f\left(t + dt/2, \vec{xx} + \vec{k}_2 dt/2\right) \\ \vec{k}_4 &= f\left(t + dt, \vec{xx} + \vec{k}_3 dt\right) \end{aligned}$$

Pour définir chaque vecteur  $\mathbf{k}_i$ , on fait appel à une routine d'estimation de la vitesse à chaque début d'étape, fonction de la dernière position occupée par la particule et définie par  $\mathbf{xx}$ .

Pour le calcul de la vitesse de dérive, on tient à compte à la fois de la composante donnée par le gradient de champ magnétique et de celle issue du champ électrique total, selon :

$$\vec{v}_{dérive} = v_{gradB} + v_E$$

Soit

$$\vec{v}_{dérive} = \frac{J_1}{m} \frac{\vec{B} \wedge \nabla B}{B^2} + \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2} \quad (24)$$

où le champ magnétique  $\mathbf{B}$ , le gradient de champ magnétique  $\nabla \mathbf{B}$  et l'intensité du champ magnétique  $B$  sont évalués à l'aide d'un modèle de champ magnétique pour la position  $\mathbf{xx}$  (voir Chapitre 1.), tandis que le champ électrique  $\mathbf{E}$  est obtenu par le biais de la différence de potentiel  $\Phi$  en  $\mathbf{xx}$  et  $\mathbf{xx} + \boldsymbol{\varepsilon}$  (avec  $\varepsilon = 10^{-6}$ ). Dans la routine du modèle de champ magnétique, on suit le centre-guide (*Northrop, 1963*) sans tenir compte de la giration de la particule.

Dans le cas non-relativiste, l'énergie totale  $q\Phi + \mu B$  est conservée, ainsi la différence  $E_{total} - q\Phi$  permet de recalculer le rapport  $J_1/m$  et l'énergie cinétique de la particule. Par suite, le potentiel électrique et les termes relatifs au champ magnétique peuvent ainsi être ré-estimés à la position donnée par le vecteur  $\mathbf{xx}'$ .

### 3.2. Influence des modèles de champ magnétique sur le transport du plasma magnétosphérique

On choisit d'étudier en particulier les modèles de champ magnétique externe de *Mead & Fairfield (1975)*, *Tsyganenko 1989c (1989)* et *Olson & Pfitzer* en état calme (1977), présentés en détail au Chapitre 1., en raison de leur simplicité (peu de paramètres d'entrée d'où une

étude paramétrique plus aisée). Ces modèles de champ magnétique externe sont utilisés conjointement avec l'IGRF ou un simple champ dipolaire, pour la modélisation du champ d'origine interne.

Dans cette section, on évalue l'influence des modèles de champ précédemment cités sur la trajectoire des particules dans le plan équatorial. Pour cela, on prend soin de les utiliser à chaque fois dans des conditions de simulation identiques. Une première comparaison s'effectuera sur les résultats de simulation à proprement parler, à savoir les trajectoires de particules puis, on tentera dans un second temps de mieux distinguer chaque modèle en s'attachant à la notion de *séparatrice* (« Alfvén layer », *Sauvaud et al., 1985*) qui définit la frontière entre le plasma piégé en corotation et le plasma issu de la queue magnétosphérique.

On rappelle que tous les tracés de trajectoire dans le plan équatorial sont faits dans un repère proche des repères GSM et SM, à la différence de ceux-ci que les axes sont inversés ( $X = -X_{\text{repère GSM/SM}}$  et  $Y = -Y_{\text{repère GSM/SM}}$ ) pour une meilleure visibilité : le Soleil se trouve du côté gauche dans le plan.

### **3.2.1. Comparaison des trajectoires de particules dans le plan équatorial**

L'étude multipoints des différentes régions de la magnétosphère est l'objectif de la mission européenne Cluster. Cette dernière est composée de quatre satellites identiques se déplaçant ensemble sous la forme d'un tétraèdre, sur une orbite polaire et elliptique dont le périhélie est à environ 4 Re et l'apogée à 19.6 Re. L'orbite traverse toutes les régions de la magnétosphère ainsi que le vent solaire à certaines périodes de l'année. La configuration tétraédrique des satellites a l'avantage de permettre une étude à la fois spatiale et temporelle des phénomènes ou structures physiques rencontrés. Chaque satellite possède à son bord onze instruments, permettant une mesure simultanée des champs électrique et magnétique de grande échelle, des paramètres du plasma et des ondes. La mission chinoise Double Star est quant à elle composée de deux satellites, TC-1 et TC-2, et fonctionne de concert avec le programme Cluster. Son objectif est également l'étude des effets du Soleil sur l'environnement terrestre.

Le 3 avril 2004 vers 13h30 UT, les satellites Cluster 4 et Double Star TC-1 ont observé deux structures en énergie appelées *noses* (*Dandouras et al., 2008*, voir les spectres du flux de protons des deux satellites à la Figure 18). Ces structures « en bec » se révèlent par une augmentation du flux dans une bande d'énergie étroite à l'aide d'une visualisation spectrale énergie en fonction du temps. Dans le cas considéré ici, une double structure (*double nose*) apparaît pendant plus d'une heure aux deux satellites, avec une gamme d'énergie « manquante » entre deux structures en énergie, l'une de 7-15 keV et l'autre de 20-30 keV.

Etant donné que le satellite Double Star TC-1 observe bien ces structures à un temps local approximatif de 11h30 à un peu plus de 5 Re du géoïde terrestre, on choisit de simuler la trajectoire de six particules dans le plan équatorial en remontant le temps, en prenant comme point d'arrivée des particules le point de coordonnées (-6,1) Re dans notre repère, correspondant à la localisation spatiale indiquée par le satellite. On choisit de ce fait, comme condition de départ de la simulation, des énergies voisines des structures en bec observées en ce point. Ainsi les particules simulées ont respectivement comme énergie

d'arrivée : 1, 2, 4, 8, 16 et 32 keV. Les mesures fournies par les missions Cluster et Double Star nous permettent donc de choisir des conditions de simulation réalistes dans le cas des protons. Ces conditions de simulation seront également gardées par la suite pour l'étude des électrons.

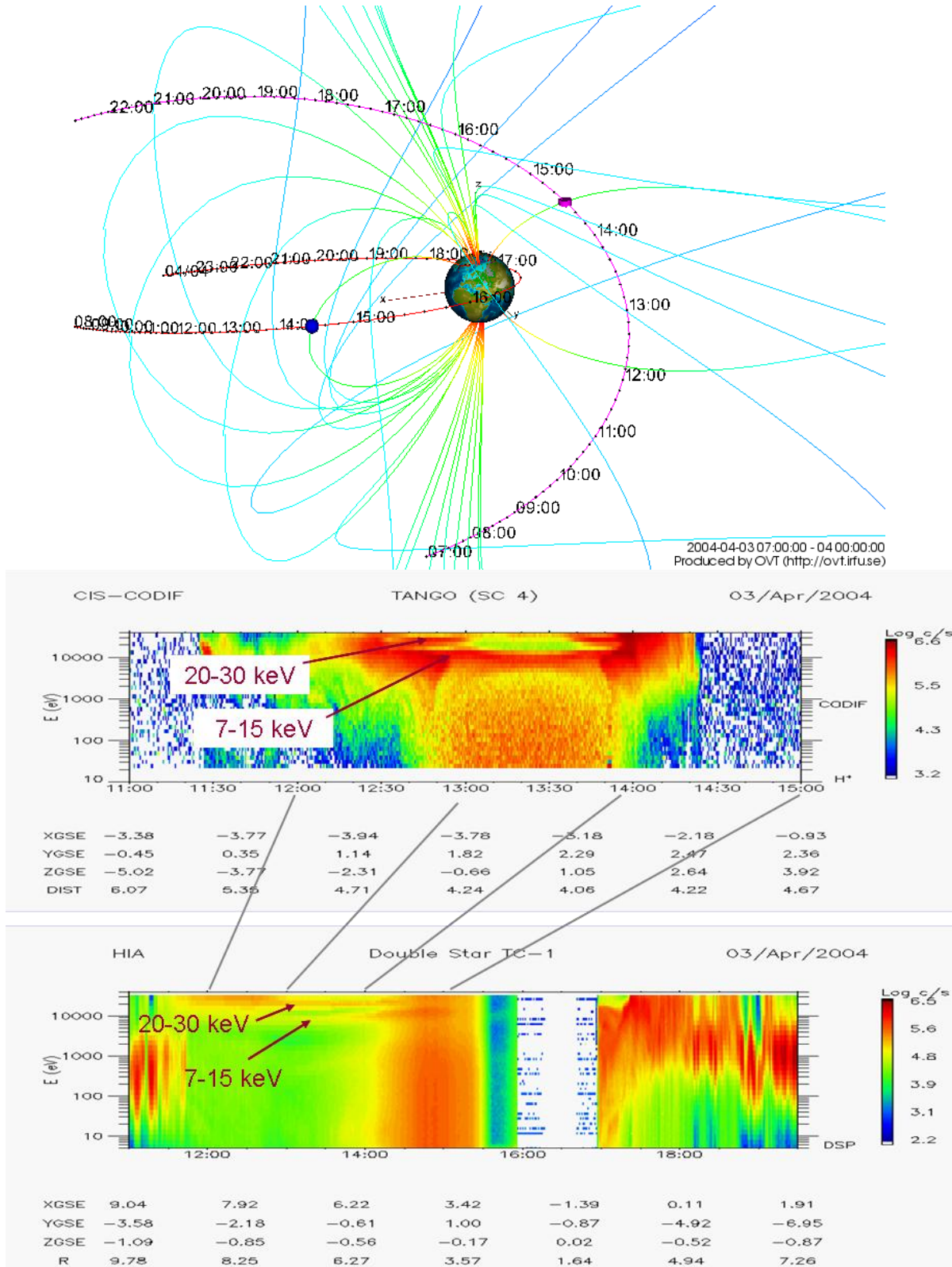
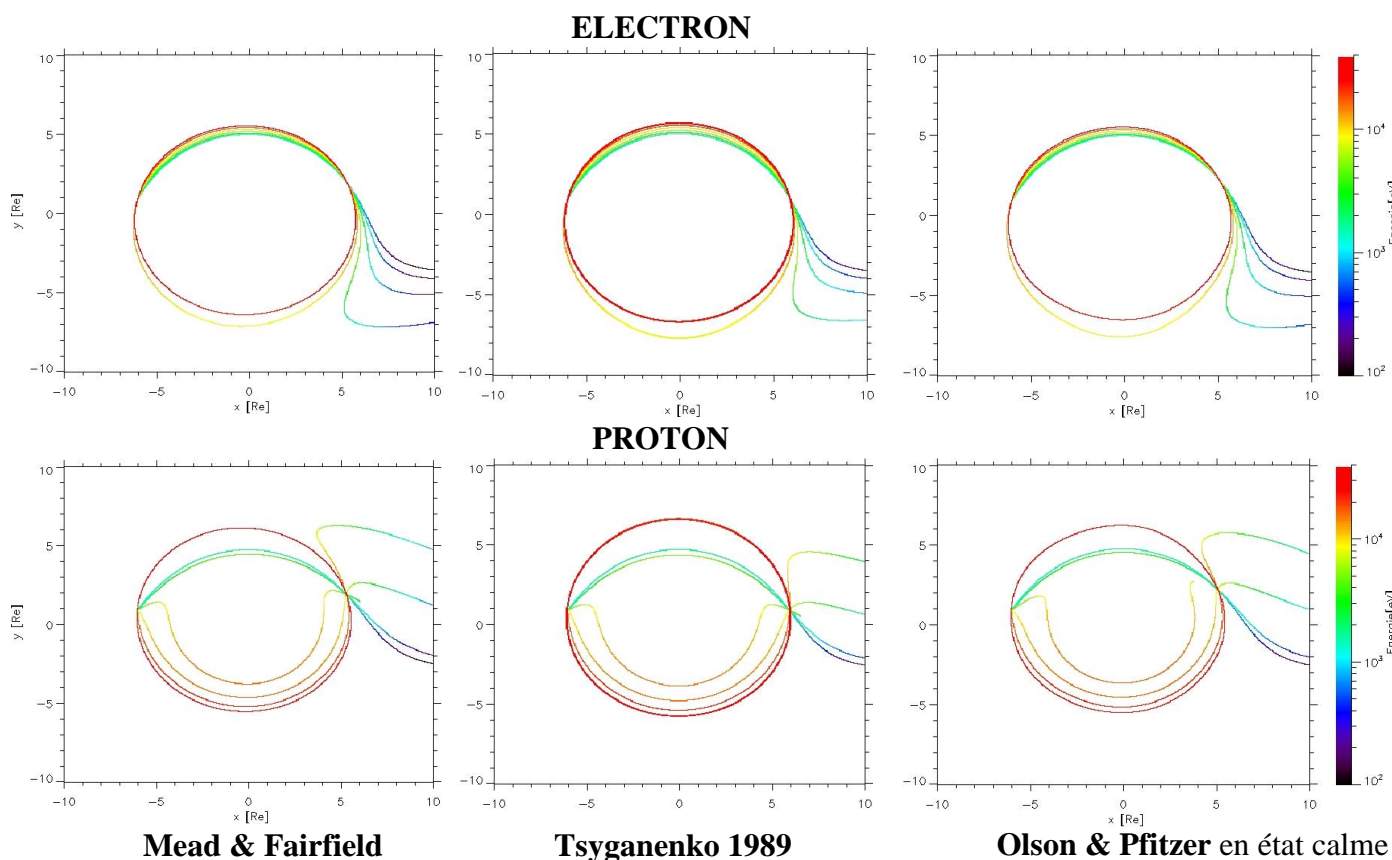


Figure 18 : Orbits et mesures de Cluster 4 et Double Star TC-1 le 03/04/2004  
(les « noses » sont indiqués à l'aide des flèches)

L'intérêt de simuler la dynamique des particules dans des conditions similaires aux mesures est de permettre de mieux se rendre compte de la validité des modèles utilisés, par comparaison des résultats de la simulation aux mesures.

Afin de comparer les modèles de champ magnétique Mead & Fairfield, Tsyganenko 1989 et Olson & Pfitzer en état calme, il est nécessaire de fixer tous les autres paramètres du code de calcul. Ainsi, on réalisera notre comparaison avec un modèle de champ électrique de Volland & Stern, dont l'intensité est donnée en fonction de l'activité magnétique par *Boscher (2007)* (cf. Chapitre 1.), et pour une période d'activité magnétique équivalente à un indice magnétique Kp de 3, proche de l'activité magnétique moyenne dans la magnétosphère. Le champ magnétique interne sera quant à lui modélisé par un simple dipôle.

La Figure 19 représente les trajectoires des différentes particules obtenues avec chacun des modèles de champ magnétique, à la fois dans le cas électron et dans le cas proton. Par souci de représentativité, les résultats des simulations ont été exprimés dans un repère SM pour les modèles de Mead & Fairfield et Olson & Pfitzer, et dans un repère GSM pour le modèle de Tsyganenko 1989, afin de s'assurer que dans tous les cas les particules restent bien à l'équateur.



*Figure 19 : Trajectoires d'électrons et de protons dans le plan équatorial avec les modèles de Mead & Fairfield, Tsyganenko 1989 et Olson & Pfitzer en état calme*

L'échelle de couleur correspond à l'énergie, en électron-Volt, de la particule au cours de son parcours dans le plan équatorial. Un zoom sur le tracé des trajectoires dans les cas électron et proton est disponible à l'annexe B pour le modèle de Tsyganenko 1989. Les structures en énergie observées par Cluster 4 et Double Star TC-1 trouvent bien leur origine dans le feuillet de plasma, ce qui est cohérent avec l'hypothèse sur la source émise à la section 2.

Sur l'ensemble des simulations, on note que quelle que soit la nature de la particule considérée (proton ou électron), cette dernière gagne de l'énergie au cours de sa trajectoire. Cela est naturellement lié au 1<sup>er</sup> invariant adiabatique, puisqu'à mesure qu'une particule s'approche de la Terre, l'intensité du champ magnétique terrestre augmente, ce qui conduit nécessairement à un gain d'énergie de la particule pour la conservation de son moment magnétique.

N° particule	1	2	3	4	5	6
<b>Protons</b>						
Energie d'arrivée [keV]	1	2	4	8	16	32
Energie initiale à 10 Re côté nuit [keV]	0.2	0.3		1.25	1.75	
Gain d'énergie le long du parcours [keV]	0.8	1.7		6.75	14.25	
<b>Electrons</b>						
Energie d'arrivée [keV]	1	2	4	8	16	32
Energie initiale à 10 Re côté nuit [keV]	0.1	0.2	0.4	0.6		
Gain d'énergie le long du parcours [keV]	0.9	1.8	3.6	7.4		

Tableau 4 : Gain d'énergie des protons et des électrons au cours de leur trajectoire simulée

Le Tableau 4 indique le gain moyen d'énergie de toutes les particules simulées respectivement dans les cas proton et électron. L'énergie initiale à la source à 10 Re côté nuit, ainsi que le gain total d'énergie depuis la source jusqu'au point d'arrivée, sont moyennés à partir des valeurs obtenues avec les trois modèles de champ magnétique. Dans les cas proton et électron, la particule d'énergie égale à 32 keV est piégée, elle ne gagne donc pas d'énergie. C'est le cas également de la particule d'énergie égale à 16 keV dans le cas électron uniquement. Le proton d'énergie 4 keV n'a quant à lui pas le temps de parcourir le chemin jusqu'à 10 Re côté nuit de la magnétosphère durant les 24 heures simulées. Parmi ces données, on peut constater que les électrons gagnent de l'énergie plus vite que les protons et ce d'autant plus si l'énergie considérée à la source est importante. Par ailleurs, l'énergie initiale obtenue des électrons et des protons à la source à 10 Re côté nuit est conforme à la température de la couche de plasma à cette distance (cf. Figure 4 et *Tsyganenko et Mukai, 2003*).

Le changement de modèle de champ magnétique semble avoir peu d'impact sur la trajectoire des particules. Du point de vue morphologique, la plus grande différence que l'on puisse observer entre les différents modèles est pour la particule d'énergie 16 keV à l'arrivée, en (-6,1), dans les cas électron et proton. En effet, dans le cas proton, l'ellipse décrite par cette particule dans le plan équatorial est plus ou moins déformée selon le modèle de champ. On peut expliquer cette différence par le fait que l'on est proche de la

limite de piégeage / non-piégeage pour l'ensemble des modèles. Dans le cas proton, si on suit la trajectoire de cette particule en remontant le temps, on s'aperçoit que son ordonnée à  $X=10$  Re varie de  $Y=4$  Re jusqu'à presque  $5$  Re selon le modèle utilisé. Notons à ce titre que pour un modèle donné, une faible variation sur la position en ordonnée au niveau de ce que l'on considère être notre « réservoir de particules » peut jouer sur la nature même de la trajectoire (ouverte ou fermée). Cependant, aucune différence significative entre les modèles ne se détache réellement quelle que soit la nature de la particule.

Étant donné que les différences entre modèles ne sont pas aisément décelables par le simple biais d'une simulation, on choisit d'étudier la *séparatrice* pour chacun des modèles afin de mieux évaluer leur influence sur la trajectoire des particules.

### **3.2.2. Étude de la séparatrice**

On rappelle que le transport de particules dans la magnétosphère interne peut être globalement exprimé par la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (25)$$

où  $q$  et  $\vec{v}$  sont respectivement la charge et la vitesse de la particule,  $\vec{E}$  le champ électrique et  $\vec{B}$  le champ magnétique.

Cette relation nous aide à définir la notion de *séparatrice*, à savoir la limite entre les particules piégées et non piégées. En effet, lorsque l'énergie de la particule est grande, sa vitesse est importante et si la particule se trouve proche de la Terre, la force liée au champ  $\vec{B}$  s'en trouve elle aussi importante. De ce fait, la force liée au champ  $\vec{E}$  devient négligeable et c'est ainsi que l'on obtient des trajectoires fermées où les particules sont piégées. A l'inverse, lorsqu'on est suffisamment loin de la Terre pour que le terme  $\vec{v} \wedge \vec{B}$  ne soit pas prépondérant, les trajectoires sont ouvertes à condition que la composante de corotation du champ  $\vec{E}$ , qui maintient les particules piégées, soit négligeable devant la composante de convection. La notion de séparatrice et l'origine de particules arrivant à un même point nous aideront dans cette partie à définir les modèles de champ les plus réalistes dans le plan équatorial.

Pour étudier les séparatrices de chaque modèle, il suffit de trouver les positions les plus proches en ordonnée (limitées par la précision du calcul), à l'abscisse  $X$  que l'on choisit à  $+10$  Re (côté nuit), pour lesquelles une particule de même nature et de même énergie à cette distance (1 keV ici) bascule d'une trajectoire vers l'ouest à une trajectoire vers l'est de la Terre.

La comparaison des séparatrices des trois modèles de champ magnétique se fait toujours pour une période d'activité magnétique équivalente à un indice magnétique  $K_p$  de 3 et avec le modèle de champ électrique de Boscher précédemment utilisé (voir les équipotentielles du champ à la Figure 20). On utilise un simple dipôle pour modéliser la composante interne du champ magnétique et le temps simulé est limité à 48 h. Afin de pouvoir effectuer une comparaison, le moment magnétique  $\mu$  est fixé dans tous les cas à  $2.10^{10}$  eV/T. Les résultats dans les cas électron et proton sont présentés à la Figure 21 et présentés dans le plan équatorial lié aux repères GSM et SM des modèles de champ externe.

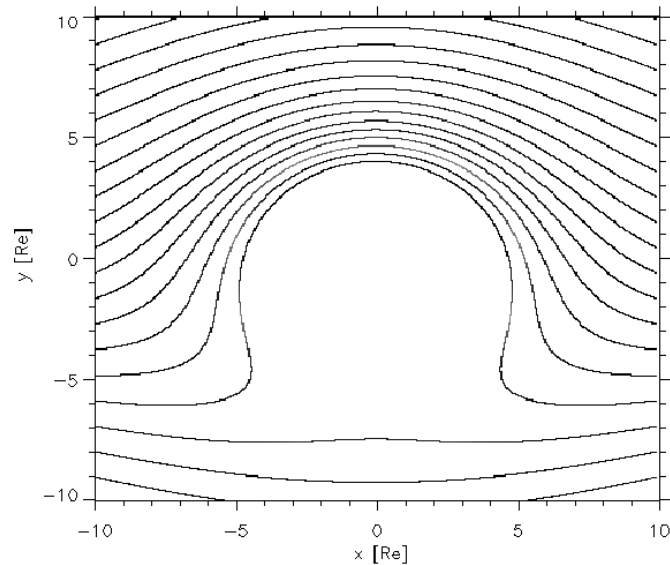


Figure 20 : Equipotentielles du champ électrique de Boscher (17.8 kV) tracées dans le plan de l'équateur magnétique pour  $K_p=3$

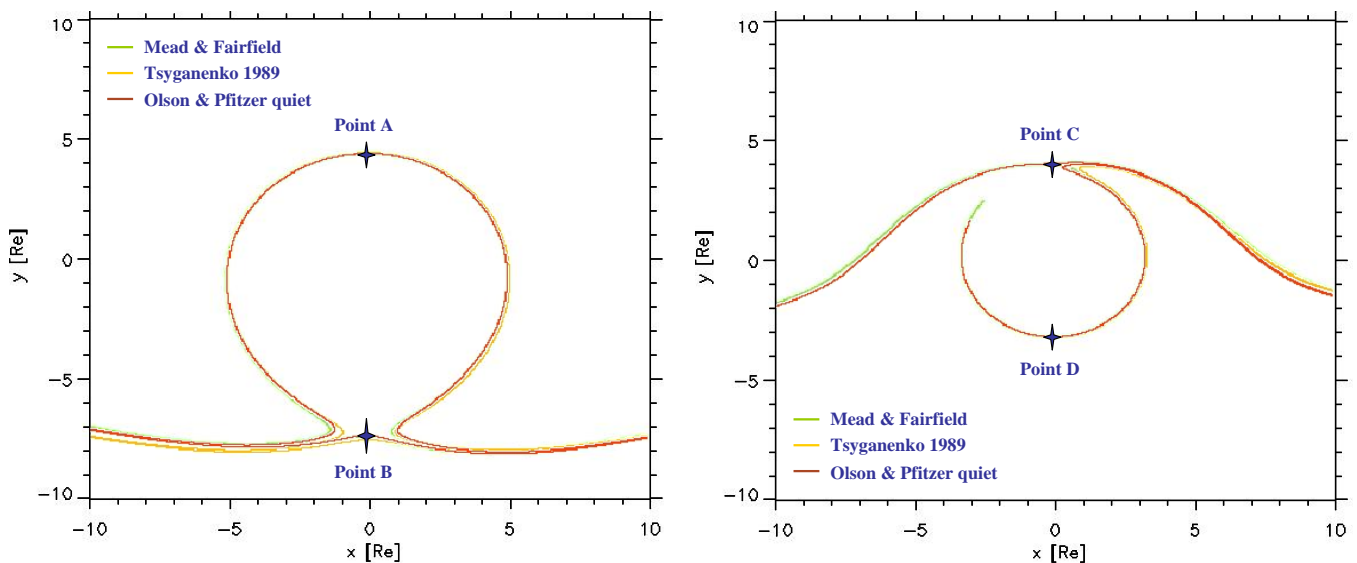


Figure 21 : Séparatrices des modèles de champ magnétique dans les cas électron (à gauche) et proton (à droite)

Les points A, B, C, D correspondent aux points admettant une tangente horizontale à  $X=0$  Re telle que  $dy/dx=0$ , dans le cas électron pour les deux premiers points et proton, pour les autres. Ce sont à ces points que l'on va évaluer les erreurs relatives  $\Delta B/B$  et  $\Delta r/r$  pour chaque paire de modèles afin de les différencier (Mead & Fairfield / Tsyganenko 1989 d'une part et Olson & Pfitzer / Tsyganenko 1989 d'autre part).

Notons que chaque modèle de champ magnétique est paramétré pour une classe de  $K_p$ , à l'exception toutefois du modèle de Olson & Pfitzer en état calme qui ne dépend pas de l'activité magnétique. Il faut donc que les erreurs relatives mesurées pour chaque modèle



soient supérieures à celles mesurées entre les bornes d'une même classe de Kp, pour être considérées comme significatives. On se munit donc d'une base de référence en calculant les erreurs relatives  $\Delta B/B$  et  $\Delta r/r$  pour un indice Kp respectivement de 2.5, 3 et 3.5, en prenant comme modèle le champ magnétique de référence de Tsyganenko 1989 (les résultats sont illustrés à la Figure 22).

Dans le cas électron, l'erreur relative  $\Delta B/B$  la plus critique obtenue dans la comparaison des séparatrices à  $Kp=\{2.5; 3; 3.5\}$  est de 15 %. L'intensité du champ magnétique B variant en  $r^{-3}$ , il en résulte que :

$$\frac{\Delta B}{B} \propto 3 \cdot \frac{\Delta r}{r}$$

Soit un  $\Delta r/r$  de 5 % comme référence.

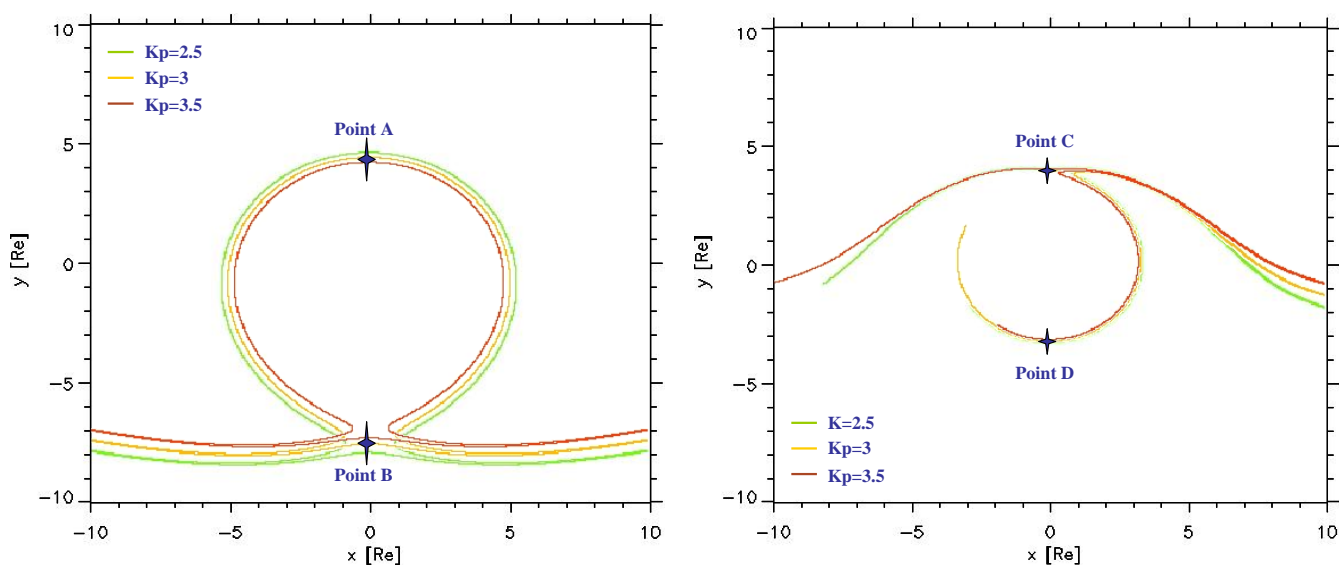


Figure 22: Séparatrices obtenues avec le modèle de Tsyganenko 1989 pour  $Kp=\{2.5;3;3.5\}$  dans les cas électron (à gauche) et proton (à droite)

Or les erreurs relatives  $\Delta r/r$  obtenues pour chaque paire de modèles à comparer sont inférieures à cette valeur, il n'est donc pas possible de différencier de façon significative les modèles de champ entre eux.

Dans le cas proton, on se heurte à la même difficulté : les erreurs relatives entre les modèles de champ magnétique sont également inférieures aux valeurs de référence. Ainsi aucun modèle ne se détache réellement des autres.

### 3.2.3. Autre tentative de comparaison

Toujours afin de comparer nos trois modèles de champ magnétique, on décide de simuler nos six particules d'énergie 1, 2, 4, 8, 16 et 32 keV, en remontant le temps sur 24 h à partir du point (-6,1). Ainsi les particules convergent vers un même point (celui de départ de la

simulation) et proviennent a priori de différents endroits du feuillet de plasma (voir Figure 19).

De nouveau on utilise un simple dipôle pour la partie interne du champ magnétique et le modèle de Boscher pour le champ électrique. Les modèles de champ magnétique externe sont utilisés dans leur repère original. On décide de distinguer les modèles selon les critères suivants : ordonnée dans le plan équatorial à  $X=10 \text{ Re}$  (côté nuit dans notre repère), énergie à ce même point et temps de parcours entre ce point et celui d'arrivée.

Les résultats obtenus sont présentés sous la forme des graphes qui suivent. Il convient de noter qu'une absence de valeur peut signifier soit que la particule est piégée, comme celle de 32 keV dans chacun des cas (particule n°6), soit qu'elle met plus de 24 h à parcourir la distance entre le point de départ de la simulation et le point d'abscisse  $X=10 \text{ Re}$  côté nuit par lequel elle est sensée provenir, comme la particule de 4 keV dans le cas proton (particule n°3). Cependant, plus le temps s'écoule et plus la probabilité que l'activité magnétique reste constante diminue : ainsi on considérera qu'au-delà de 24 h, l'activité magnétique n'est pas restée à un niveau équivalent à  $K_p=3$ . Par conséquent, on estime que le résultat obtenu ici avec la particule de 4 keV n'est pas physique.

L'analyse des critères de position à  $X=10 \text{ Re}$  côté nuit révèle très peu de différences entre les trois modèles quelque soit le type de particule considéré. Concernant le temps de parcours, on observe que le modèle d'Olson & Pfitzer se situe au milieu des deux autres modèles pour le cas électron, tandis que c'est au tour des modèles de Mead & Fairfield et de Tsyganenko 1989, dans le cas proton, de se placer dans la moyenne des autres modèles respectivement dans les basses énergies pour l'un et les plus hautes énergies pour l'autre. Néanmoins l'ensemble de ces modèles fournit globalement des résultats qualitativement semblables.

Le critère de l'énergie des particules provenant de  $X=10 \text{ Re}$  côté nuit nous permet une plus grande distinction entre les modèles de champ. L'observation des courbes montre clairement un écart grandissant entre les valeurs à mesure que l'on considère des particules de plus en plus énergétiques. De manière générale, quelque soit la nature de la particule, le modèle d'Olson & Pfitzer nous donne une estimation de l'énergie à  $X=10 \text{ Re}$  comprise entre celle du modèle de Mead & Fairfield (minimale) et celle du modèle de Tsyganenko 1989 (maximale). Avec ce dernier modèle, les valeurs maximales en énergie obtenues restent cependant dans la gamme de quelques keV, ce qui est cohérent par rapport à la nature de la population de plasma qu'abrite le feuillet dans la queue.

Ainsi les critères de position et de temps de parcours à  $X=10 \text{ Re}$  ne nous conduisent pas à davantage distinguer ces modèles de champ magnétique externe les uns des autres, avec une différence de positionnement faible selon  $Y$ , au maximum de  $-0.3/0.6 \text{ Re}$  (électron/proton) entre les modèles de Mead & Fairfield et de Tsyganenko 1989, et avec un rapport maximum des temps de parcours de 1.17 (électron) entre ces mêmes modèles et de 1.32 (proton) entre les modèles de Tsyganenko 1989 et de Olson & Pfitzer en état calme. On notera que dans ce dernier cas, les plus grands écarts sont obtenus lorsqu'on est proche de la transition d'une dérive vers l'Est à une dérive vers l'Ouest pour les protons.

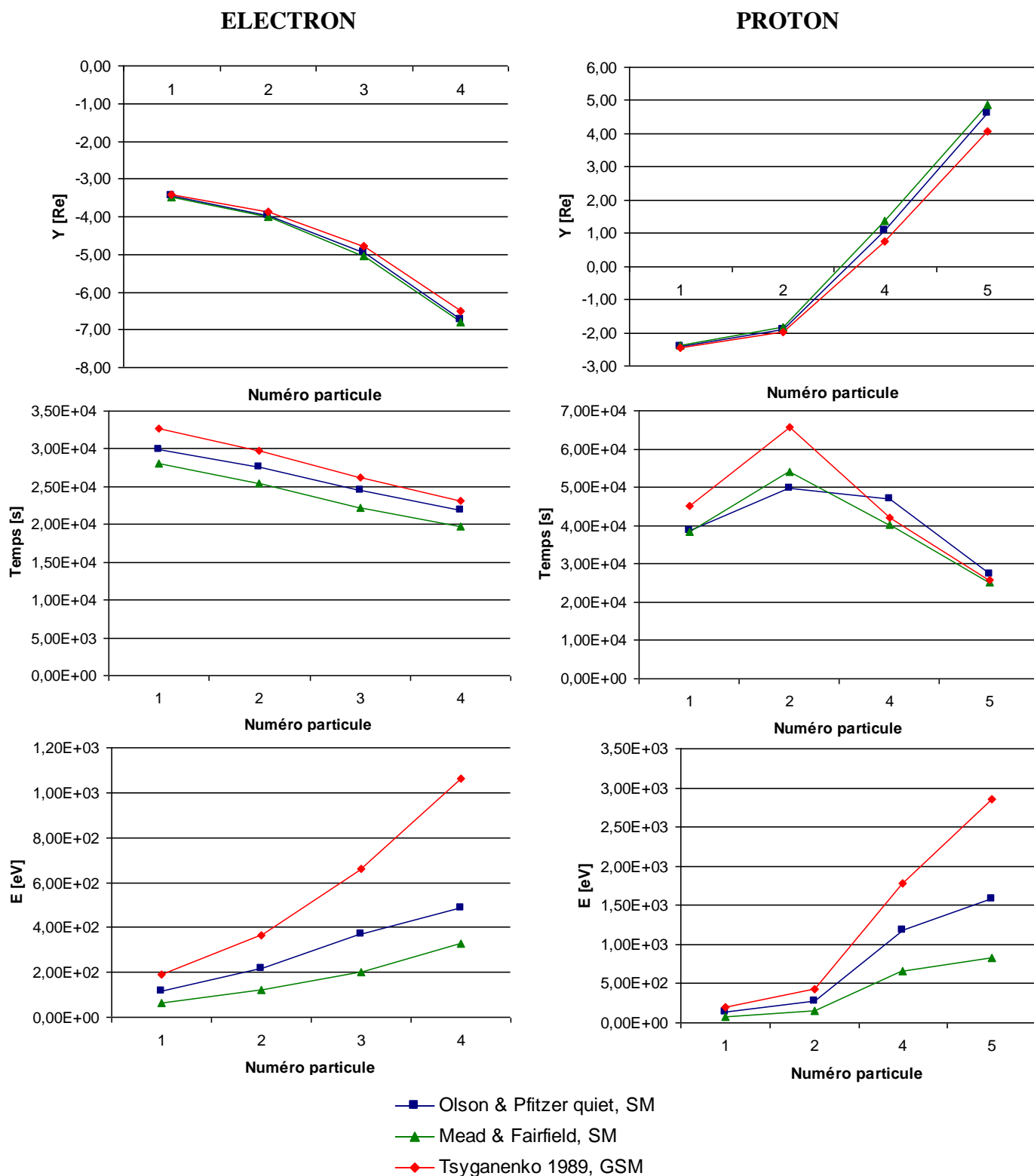


Figure 23: Comparaison pour chaque particule des ordonnées et des énergies à  $X=10$  Re côté nuit et des temps de parcours avec les trois modèles de champ magnétique dans les cas électron et proton

Toutefois, l'énergie d'une particule gagnée au cours de sa trajectoire semble être davantage un critère de différenciation pour les modèles de champ magnétique. On trouve ainsi un rapport maximum des énergies jusqu'à 3.25 (électron) entre les modèles de Tsyganenko

1989 (référence) et de Olson & Pfitzer et jusqu'à 3.42 (proton) entre le modèle de Mead & Fairfield et celui de référence. Cependant, bien qu'en première approche les valeurs obtenues avec le modèle de Tsyganenko 1989 peuvent sembler importantes en comparaison avec les deux autres modèles, il convient de noter d'une part que l'on reste dans une gamme de seulement quelques keV quelque soit le cas considéré et que d'autre part, les résultats obtenus avec ce modèle sont en coordonnées GSM. Or, le repère GSM se prête mieux à une analyse des événements à distance de la Terre, notamment dans la queue magnétosphérique qui s'oriente en fonction de la direction du Soleil (dans l'axe  $x_{GSM}$ ), alors que le repère SM, propre aux modèles de Mead & Fairfield et Olson & Pfitzer en état calme, reproduit mieux l'environnement proche de la Terre en raison de son axe  $z_{SM}$  orienté dans la direction du dipôle.

Par conséquent, bien qu'aucun modèle de champ magnétique ne s'impose réellement par rapport aux autres, on choisira celui de Tsyganenko 1989 pour les raisons évoquées précédemment d'une part et d'autre part, parce qu'il a le mérite d'être un modèle évolué et le premier d'une lignée de modèles de plus en plus sophistiqués. Il permet en outre la prise en compte de l'activité magnétique à l'aide de l'unique paramètre  $K_p$  qui est toujours mesuré, à la différence du modèle d'Olson & Pfitzer en état calme, même si ce dernier obtient des résultats satisfaisants pour une activité magnétique de type calme. Or l'activité magnétique est un élément clé dans la compréhension de la dynamique du plasma dans la magnétosphère, c'est la raison donc pour laquelle on prendra le modèle de Tsyganenko 1989 par la suite comme modèle de référence pour le champ magnétique.

### 3.3. Influence des modèles de champ électrique sur la dynamique des particules

On s'intéresse à présent à l'influence des différents modèles de champ électrique sur la trajectoire des particules. On choisit plusieurs modèles basés sur une formulation de type Volland & Stern et prenant en compte un certain niveau d'écrantage (cf. Chapitre 1.), plus précisément les modèles de *Maynard & Chen (1975)*, *Boscher (2007)* et *Buzulukova & Vovchenko (2008)*, ainsi que d'autres modèles comme ceux de *Whipple (1978)* et *McIlwain (1986)*.

Comme dans l'étude concernant le champ magnétique, on utilise les différents modèles de champ électrique cités précédemment dans des conditions de simulation équivalentes. On tâchera d'évaluer l'influence de ces modèles de champ sur la dynamique des particules dans le plan équatorial puis, on portera ensuite un intérêt plus particulier à l'étude du champ de McIlwain.

On rappelle de nouveau que tous les tracés de trajectoire dans le plan équatorial sont faits dans un repère tel que  $X = -X_{\text{repère GSM/SM}}$  et  $Y = -Y_{\text{repère GSM/SM}}$ .

#### 3.3.1. Étude préliminaire

Afin de se donner une première idée de l'influence du champ électrique sur la trajectoire des particules, on fait varier la magnitude  $E$  d'un champ électrique de type Volland & Stern que l'on prend comme référence, plus précisément celui de Boscher, de telle façon à avoir :

$$E = k.E_{réf} \quad \text{avec } k, \text{ réel positif tel que : } k \in [1;10]$$

La Figure 24 qui suit montre l'évolution des trajectoires de protons soumis à des champs électriques de plus en plus intenses. Les simulations sont réalisées pour des protons d'énergie initiale égale à 1 keV à  $X= 10$  Re côté nuit, pour une activité magnétique équivalente à un indice Kp égal à 3, avec un dipôle et le modèle de champ magnétique de Tsyganenko 1989, puisqu'il a été choisi comme référence pour les raisons évoquées au 3.2.3.

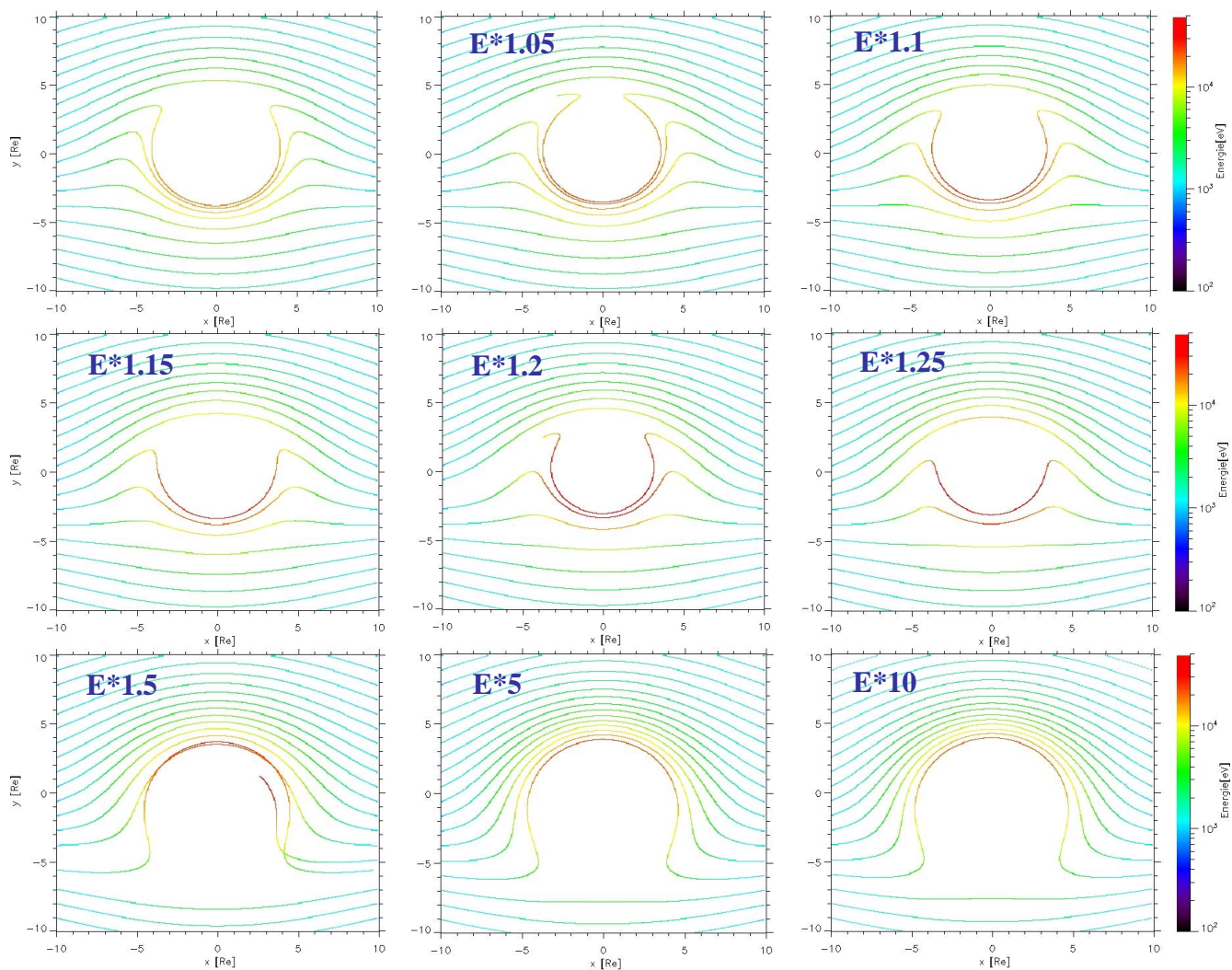


Figure 24 : Influence de l'évolution de l'intensité  $E$  du champ électrique sur la dynamique des protons à  $\mu=7.2.10^6$  keV/T

A première vue, on constate que le champ électrique semble avoir une importance non négligeable dans l'estimation des trajectoires de particules auprès de la Terre. Dans le cas proton illustré ci-dessus, on remarque qu'il suffit d'un facteur  $k$  de 1.5 pour que le gradient  $v \wedge B$  devienne négligeable devant le champ de corotation, c'est ce qu'on observe avec l'ensemble des trajectoires qui s'orientent vers l'est.

### 3.3.2. Comparaison des trajectoires de particules dans le plan équatorial

Nous avons vu que le champ électrique semblait avoir une influence notable sur la trajectoire des particules. Dans cette partie, on s'attachera à distinguer les différents modèles présentés auparavant.

Pour cela, on réalise des simulations en remontant le temps avec six particules, d'énergie respective 1, 2, 4, 8, 16 et 32 keV au point de départ (-6,1) de la simulation. Ces conditions de simulation sont choisies pour les raisons précédemment évoquées au 3.2.1.. Les simulations sont faites à la fois dans le cas électron et dans le cas proton en utilisant le modèle de champ magnétique de Tsyganenko 1989 à une activité magnétique moyenne ( $K_p=3$ ).

La Figure 25 réunit l'ensemble des résultats obtenus avec l'utilisation de cinq modèles de champ électrique différents : Boscher, Buzulukova & Vovchenko, Maynard & Chen, Whipple et McIlwain, dans le cas électron.

#### ELECTRON

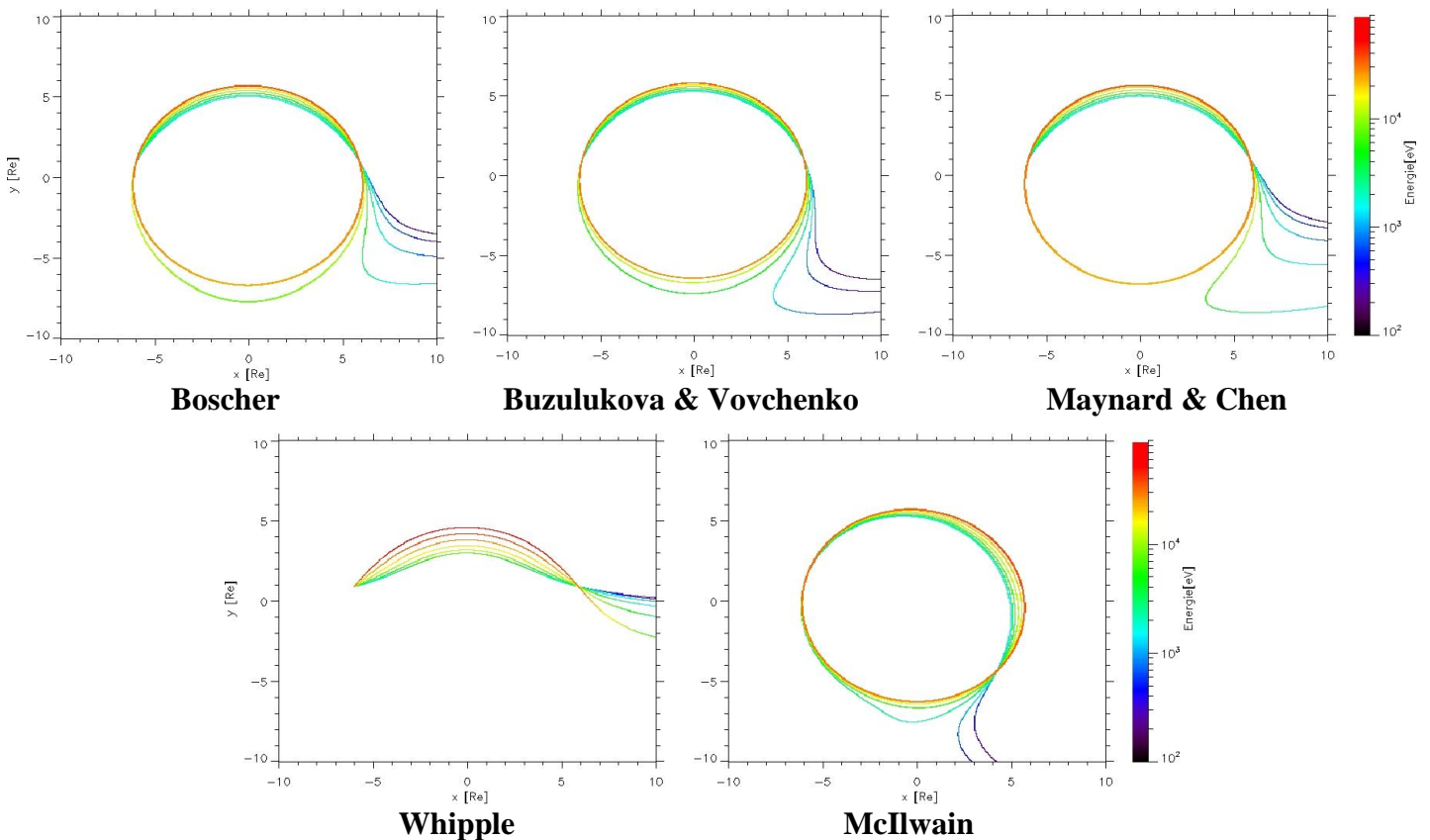


Figure 25 : Influence des modèles de champ électrique sur la trajectoire d'électrons dans le plan équatorial ( $\mu=\{7.2.10^6 ; 1.4.10^7 ; 2.9.10^7 ; 5.7.10^7 ; 1.2.10^8 ; 2.3.10^8\}$  keV/T pour  $E_0=\{1 ; 2 ; 4 ; 8 ; 16 ; 32\}$  keV)

La première remarque qui peut être faite est que, selon le modèle de champ électrique utilisé, on peut obtenir des trajectoires tout à fait différentes. On peut cependant d'emblée classer les résultats en trois grandes familles :

- 1<sup>ère</sup> famille : Boscher, Buzulukova & Vovchenko et Maynard & Chen
- 2<sup>nde</sup> famille : Whipple
- 3<sup>ième</sup> famille : McIlwain

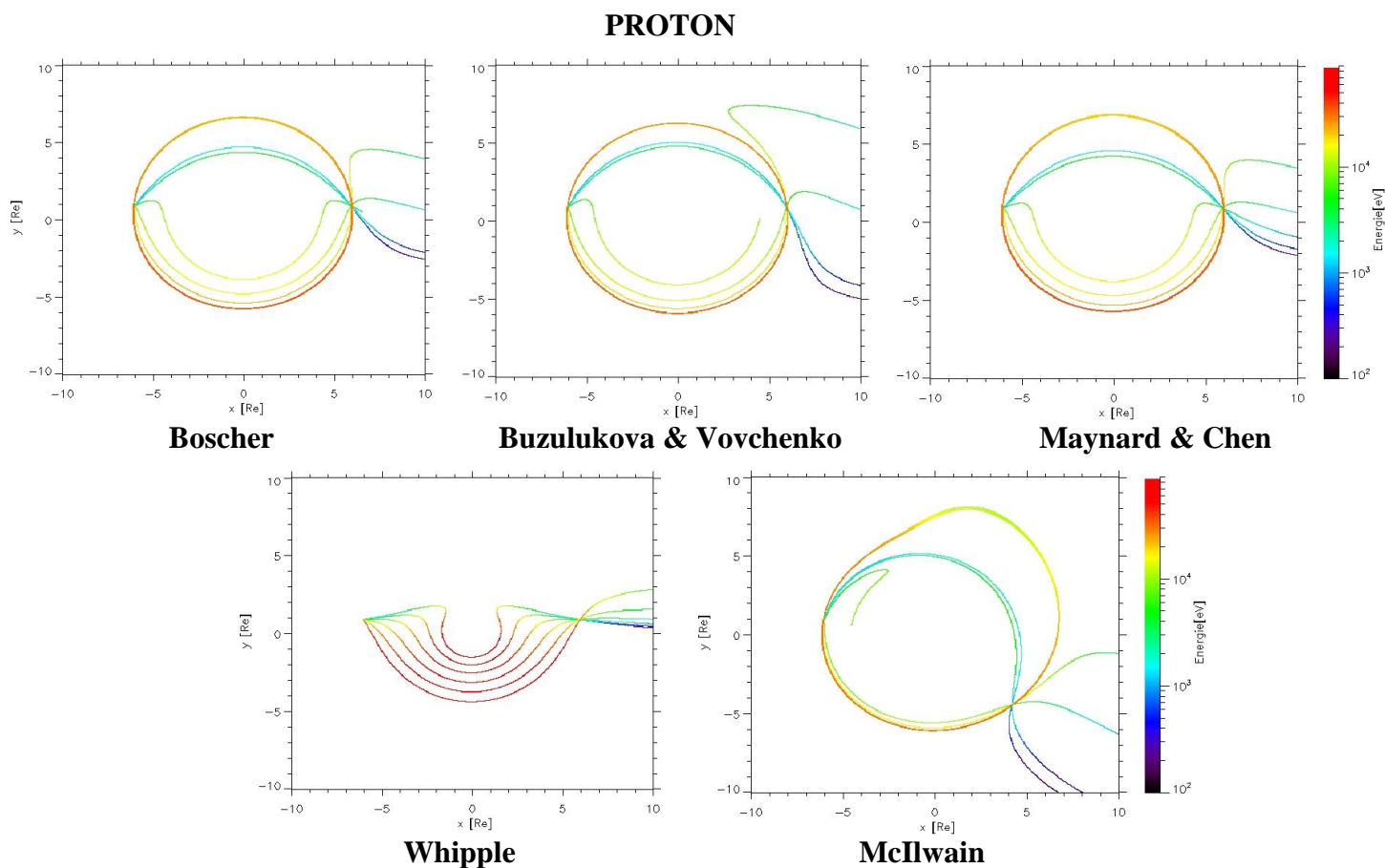


Figure 26: Influence des modèles de champ électrique sur la trajectoire de protons dans le plan équatorial ( $\mu = \{7.2.10^6 ; 1.4.10^7 ; 2.9.10^7 ; 5.7.10^7 ; 1.2.10^8 ; 2.3.10^8\}$  keV/T pour  $E_0 = \{1 ; 2 ; 4 ; 8 ; 16 ; 32\}$  keV)

Le regroupement de trois modèles de champ au sein de la première famille n'est pas étonnant puisque, si l'on s'attache à la définition de chacun d'eux, il s'agit ni plus ni moins de modèles de champ basés sur une formulation de type Volland & Stern avec le même facteur d'écrantage ( $\gamma=2$ ). Quand on compare les trajectoires obtenues pour ces trois modèles, on s'aperçoit que les différences sont assez faibles, les électrons proviennent tous de la région du feuillet de plasma dans le secteur 18:00 – 00:00 LT et les différences de positionnement selon l'axe des ordonnées expliquent le fait d'avoir ou non un piégeage de ces particules.

En revanche, les résultats obtenus avec la 2<sup>nde</sup> famille, à savoir Whipple, sont d'un tout autre ordre. Les particules proviennent également du feuillet de plasma, dans sa région centrale, mais pénètrent directement dans la magnétosphère interne en dérivant à des distances très proches de la Terre. L'utilisation de ce modèle a été motivée par un article de Whipple (1978) sur l'utilisation d'un système de coordonnées ( $U, B, K$ ) pour l'étude de la convection magnétosphérique (avec  $U$  le potentiel électrique,  $B$  l'intensité du champ magnétique et  $K$  traduisant l'invariant longitudinal): une application de cette étude a été

réalisée par *Sheldon et Gaffey (1993)* dans la cadre d'une modélisation équatoriale également du transport d'ions de 10 eV à 100 keV. Néanmoins le modèle de champ électrique utilisé dans cet article est simplifié comparé aux modèles dérivés de *Volland & Stern* (absence d'écrantage).

Enfin, pour finir, la troisième famille représentée par le modèle de champ de *Mcllwain* est davantage évoluée. Ce qui interpelle dans le modèle est l'origine des particules magnétosphériques. Comparé aux modèles dérivés de *Volland & Stern* où les particules semblent provenir du feuillet de plasma, il semble que le modèle de *Mcllwain* prédise une origine dans une autre région de la queue magnétosphérique.

Les remarques faites précédemment dans le cas électron sont applicables également aux protons à la Figure 26. On retrouve notre similitude logique dans les modèles inspirés de la formulation de *Volland & Stern* (*Boscher, Buzulukova & Vovchenko* et *Maynard & Chen*) avec un même facteur d'écrantage. Le modèle de champ de *Whipple* se distingue encore par la forte pénétration de ses particules dans la région interne de la magnétosphère et par le gain important en énergie de ces dernières, lié à leurs trajectoires contournant de près la Terre. Enfin, on trouve pour le modèle de champ de *Mcllwain* une idée plus complexe, que celle imaginée dans le cas électron, sur l'origine des particules magnétosphériques. En effet, il semble que dans le cas proton, on trouve tout de même des particules provenant du feuillet de plasma. C'est la raison pour laquelle on s'attachera par la suite à mieux comprendre le modèle de *Mcllwain* en l'examinant de plus près.

### 3.3.3. Comparaison du potentiel électrique $\Phi$

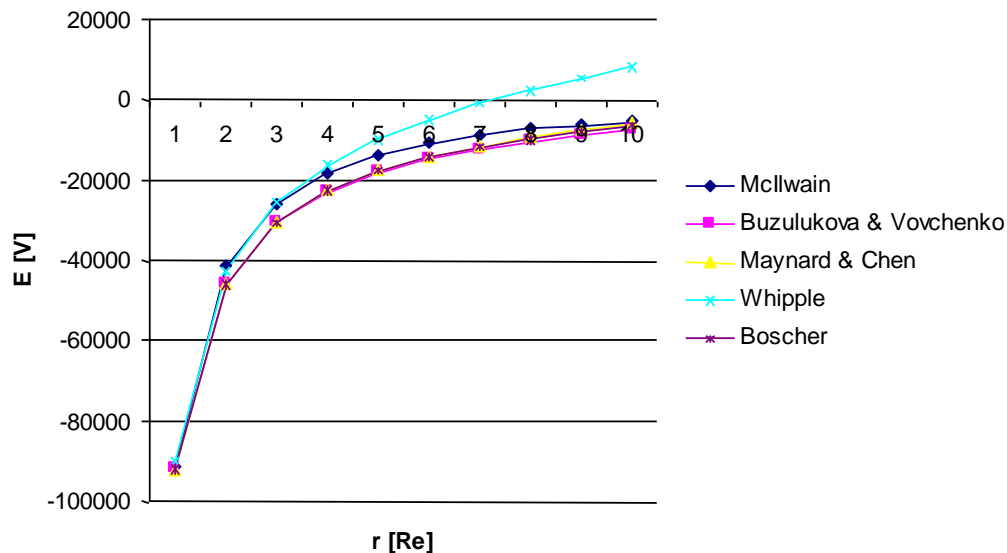


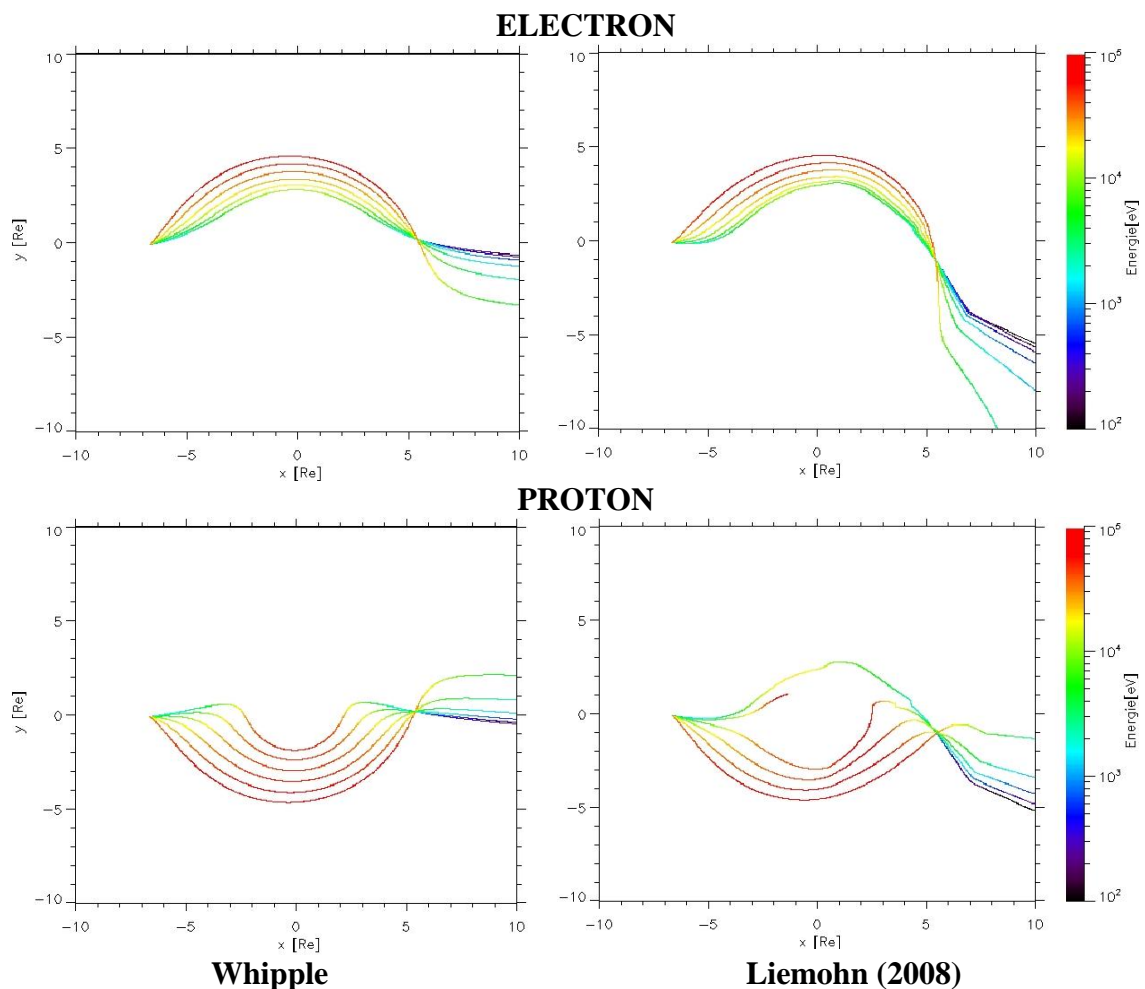
Figure 27: Potentiel électrique issu de différents modèles de champ électrique à  $\approx 11:30$  LT

On décide de rapidement comparer la valeur du potentiel électrique  $\Phi$ , obtenue pour l'ensemble de nos modèles de champ électrique étudiés ici, en fonction de la distance radiale  $r$  depuis le centre de la Terre. On choisit de se placer au temps local correspondant



au point de départ de nos précédentes simulations (-6,1), c'est-à-dire 11:30 LT, et à l'activité magnétique moyenne de  $K_p=3$ , puis on calcule le potentiel électrique en fonction de la distance radiale.

L'observation faite dans la partie précédente se vérifie de nouveau : on peut très bien assimiler les modèles de Boscher, Maynard & Chen et Buzulukova & Vovchenko, tous trois issus du modèle de champ de Volland & Stern, avec une différence de potentiel maximum de -1,7 kV entre les résultats de Buzulukova & Vovchenko et Maynard & Chen pris comme référence à  $r=10$  Re. Le modèle de McIlwain affiche quant à lui des différences de potentiel plus importantes avec les précédents modèles, mais relativement constantes en fonction de la distance radiale  $r$ . La différence de potentiel maximum, calculée avec le potentiel de Maynard & Chen comme référence, est de 2.7 kV pour  $r=7$  Re. Reste le potentiel obtenu avec le modèle de Whipple dont l'augmentation est de plus en plus rapide à mesure que l'on monte en altitude : on obtient ainsi une importante différence de potentiel de  $1,4 \cdot 10^1$  kV avec le modèle de Maynard & Chen pris comme référence à  $r=10$  Re.



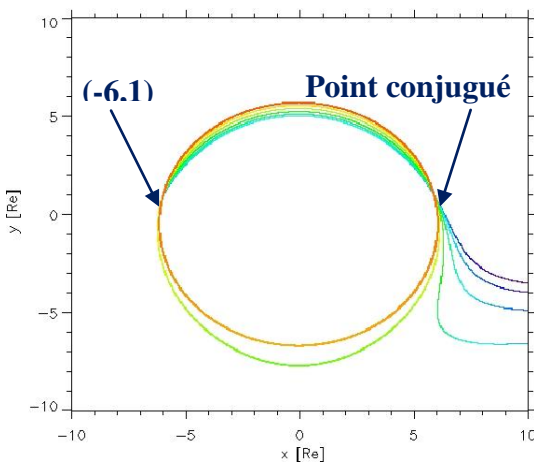
*Figure 28: Comparaison des trajectoires de particules avec le champ électrique de Whipple et les valeurs de potentiel de Liemohn pour un temps local de 12 h et à  $K_p=6$*

Bien que l'expression simplifiée du champ électrique de Whipple ait pour conséquence de faire apparaître des valeurs de potentiel électrique élevées à distance de la Terre en

comparaison avec les autres modèles de champ électrique, des simulations effectuées avec des valeurs de potentiel de *Liemohn (2008)*, à un instant  $t$  pour une activité magnétique équivalente à  $Kp=6$ , auront établi une certaine ressemblance avec les trajectoires obtenues avec le modèle de Whipple à la même activité pour certains temps locaux. La Figure 28 montre les similitudes des trajectoires de particules (électrons et protons) et de leur énergie entre les résultats procurés par l'utilisation du modèle de Whipple et ceux apportés par les valeurs de potentiel de Liemohn. Le modèle de champ magnétique utilisé ici est celui de référence (Tsyganenko 1989). Le point de départ de la simulation est pris à midi.

En raison de la similitude existante et la possibilité d'un écrantage faible, voire nulle, comme nous le verrons au Chapitre 3., il est préférable de ne pas mettre complètement de côté ce modèle.

### 3.3.4. Existence d'un point conjugué



Grâce aux simulations réalisées jusqu'à présent, on a pu s'apercevoir de l'existence d'un point, distinct du point d'arrivée des particules, par lequel toutes les particules passent. Ainsi il existerait un *point conjugué* du point de départ de la simulation  $(-6,1)$  où l'ensemble des trajectoires se croise et ce, quelle que soit la particule considérée (nature, énergie).

Cet effet a d'ores et déjà été observé par *R. A. Kovrazhkin et al. (1999)* dans leurs travaux menés sur les observations d'INTERBALL.

L'existence mathématique de ce point peut être facilement montrée. La Figure 29 représente la trajectoire fermée d'une particule, notée (1), et la trajectoire ouverte d'une autre particule, notée (2). Le point A représente le point de départ des simulations effectuées jusqu'à présent, en remontant le temps. Ce point est commun aux trajectoires (1) et (2). Maintenant, on suppose l'existence d'un point B, conjugué en quelque sorte du point A, par lequel les trajectoires (1) et (2) se coupent de nouveau.

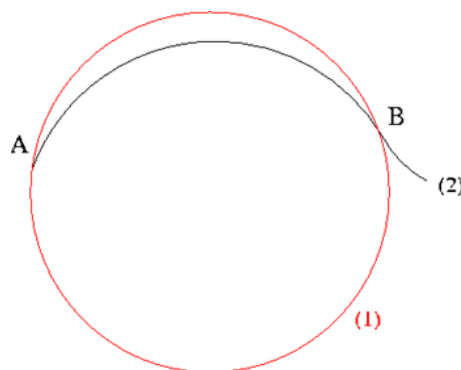


Figure 29: B, point conjugué de A

Démontrons l'existence d'un point conjugué.

Supposons que le point B existe et dans l'affirmative, est-il unique ?

D'après le principe de conservation de l'énergie totale, on peut écrire pour une trajectoire donnée que :

$$E_{totale_A} = E_{totale_B} \quad (26)$$

En décomposant l'expression avec les termes d'énergie potentielle et d'énergie cinétique, on obtient :

$$q\Phi_A + \mu B_A = q\Phi_B + \mu B_B,$$

avec  $q$  la charge de la particule,  $\Phi$  le potentiel électrique,  $\mu$  le moment magnétique et  $B$  l'intensité du champ magnétique.

Sur la trajectoire fermée (1), l'énergie cinétique de la particule est très forte devant son énergie potentielle, il vient donc que :

$$E_{p(1)} \ll E_{c(1)} \text{ d'où } \mu B_A = \mu B_B$$

Comme le moment magnétique  $\mu$  est constant, il en résulte que :

$$B_A = B_B$$

Sur la trajectoire ouverte (2), il vient donc que :

$$q\Phi_A = q\Phi_B,$$

d'après la précédente relation et le fait que le moment magnétique  $\mu$  est constant.

Or il s'agit de la même particule de charge  $q$  qui passe en A et en B le long de cette trajectoire, d'où :

$$\Phi_A = \Phi_B \quad (27)$$

Par conséquent, il existe bien un point B, dit *point conjugué*, par lequel l'ensemble des trajectoires se croisent dans le cadre de cette configuration. De plus, cette relation étant indépendante de l'énergie et de la charge  $q$ , il en résulte que le point B est unique.

### **3.3.5. Étude approfondie du modèle de champ de McIlwain**

#### **3.3.5.1. Origine des particules magnétosphériques**

Les figures qui vont suivre sont le fruit de la superposition de 24 simulations correspondant chacune à six particules d'énergie différente, à la fois dans le cas électron et dans le cas proton, dont le point d'arrivée des particules se situe à l'orbite géostationnaire ( $r= 6.6 \text{ Re}$ ) et à un temps local  $LT_A$  défini de sorte que :

$$LT_A = i \text{ heure(s)}$$

avec  $i$ , le numéro de la simulation.

On modélise le champ magnétique par un simple dipôle, sans ajout d'un modèle de champ externe, afin de permettre une étude plus aisée du champ électrique de McIlwain. A chaque simulation, on trouve 6 particules au point d'arrivée dont l'énergie est respectivement de 1, 2, 4, 8, 16 et 32 keV pour une activité magnétique équivalente à un Kp de 3.

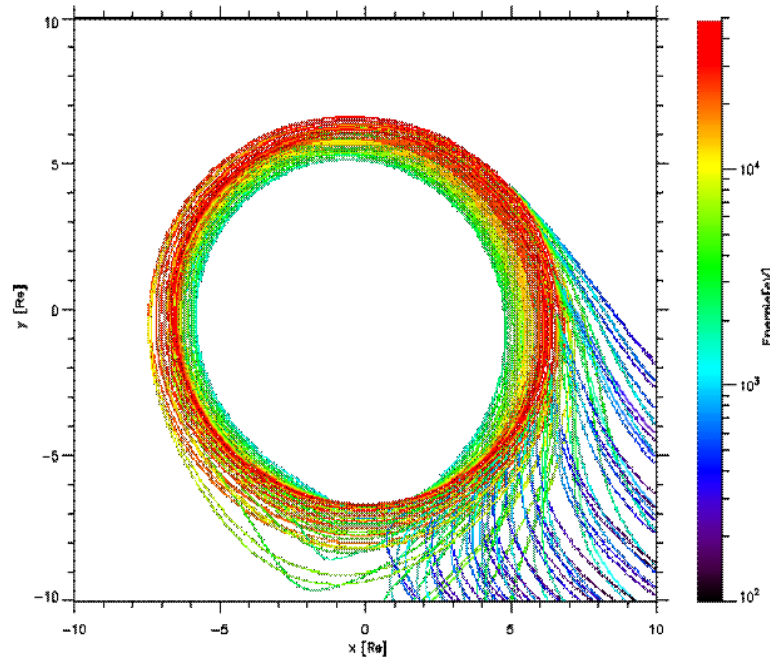


Figure 30: Origine des électrons avec le modèle de McIlwain (superposition de 24 simulations)

Dans le cas des 24 simulations réalisées avec des électrons, on a systématiquement au moins une particule qui se trouve sur une trajectoire fermée. Les électrons dont l'origine est la plus proche du feuillet de plasma (vers  $Y = -2/-1$  pour  $X = 10$  Re côté nuit) correspondent aux simulations effectuées à des temps locaux de 02:00 et 03:00 LT. Or, d'après une étude statistique de *Boscher et al. (2000)* et également *Korth et al. (1999)*, on observe justement un pic du flux d'électrons à ces temps locaux. Ainsi donc le fait qu'ils proviennent à la fois d'une région plus centrale du feuillet de plasma où la densité est plus forte et à la fois d'une trajectoire « plus directe », à savoir que l'on parvient rapidement près de la Terre donc la perte de particules est moindre, est cohérent avec cette étude. Par ailleurs, on peut aussi observer des trajectoires fermées davantage semblables à une goutte d'eau qu'à un cercle (*en vert*) : ceci indique que l'on est près de la séparatrice.

La particularité du modèle de McIlwain est que les particules magnétosphériques proviennent davantage du secteur soir que du feuillet de plasma dans la queue.

Dans le cas des électrons, il est possible de trouver une configuration où toutes les particules soient piégées (comme dans le cas des simulations à 18:00 et 19:00 LT). A l'orbite géostationnaire, il n'y a en revanche pas de configuration avec les protons où l'ensemble des particules dans la gamme  $\approx 1-30$  keV soit piégé. Pour chaque simulation effectuée à la Figure 31, on obtient des trajectoires ouvertes et des trajectoires fermées, dépendant de l'énergie du proton considéré. Notons à ce propos que les structures en bec (*noses*) lorsqu'elles sont

stationnaires peuvent être expliquées par le caractère ouvert/fermé de la trajectoire des protons (Shirai *et al.*, 1997). En effet, le champ électrique de corotation est suffisant pour fermer la trajectoire de protons de l'ordre de 10 eV tandis qu'à plus haute énergie vers 20 keV, c'est cette fois le gradient de champ magnétique qui est responsable de la fermeture des trajectoires. Dans l'intervalle en énergie entre les deux, les protons se déplacent sur des trajectoires ouvertes. Ceci explique donc la zone de déplétion de flux que l'on a entre deux structures en bec.

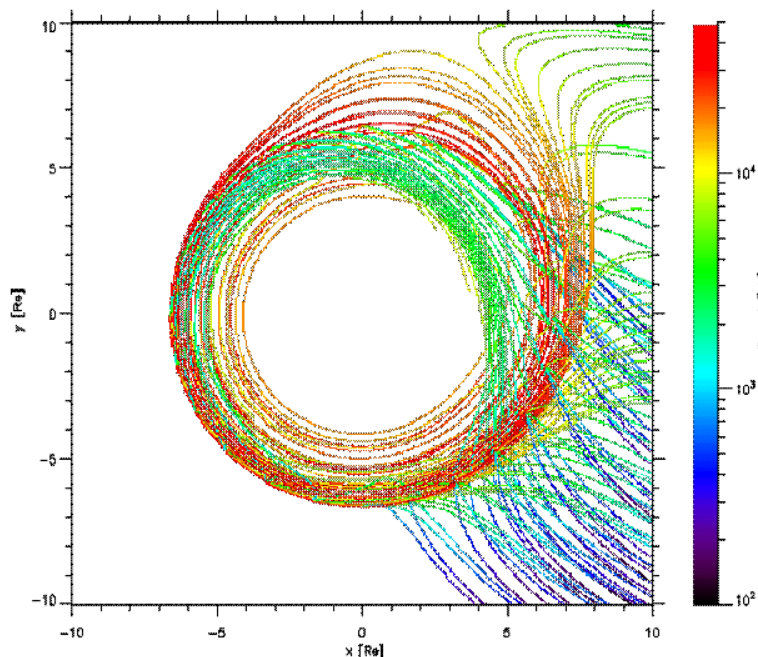


Figure 31: Origine des protons avec le modèle de McIlwain (superposition de 24 simulations)

Pour revenir à l'observation de la Figure 31, on constate comme dans le cas électron que bon nombre de protons proviennent d'une région extérieure au feuillet de plasma. Cependant, l'origine des protons s'étend sur une région bien plus étendue que celle des électrons. En minorité, on trouve tout de même certains protons venant du feuillet de plasma tel que l'on le voit actuellement et on rejoint alors les résultats obtenus avec les autres modèles de champ électrique. En fait, il semble que les protons basse énergie proviennent de la même région que celle des électrons et que les protons haute énergie, *a contrario*, proviennent du secteur  $\approx 02:00-04:00$  LT.

### 3.3.5.2. Recherche de la symétrie du modèle

On a montré, lors de la démonstration de l'existence d'un point conjugué, que l'on avait la relation suivante :

$$\Phi_A = \Phi_B \quad (27)$$

Or l'expression des potentiels électriques est fonction du temps local, ainsi en utilisant la relation (b), on peut en déduire une fonction du type:

$$LT_B = f(LT_A)$$

Dans le cas du modèle de champ électrique de Volland & Stern, on arrive aisément à la relation :

$$LT_A = \pi - LT_B \quad (28)$$

en faisant l'hypothèse que les points A et B appartiennent à une trajectoire fermée circulaire, due au champ dipolaire, d'où  $r_A=r_B$ .

De ce fait, lorsque les points A et B sont confondus, on obtient :

$$LT_A = LT_B = \frac{\pi}{2},$$

ce qui définit l'axe aube-crêpuscule comme axe de symétrie du modèle.

Dans le cas du modèle de McIlwain, la détermination de la courbe de symétrie s'avère plus difficile. En effet, on arrive à une fonction non linéaire obtenue en faisant un développement limité d'un terme en puissance huit. On peut néanmoins tracer la fonction à l'aide de quelques valeurs.

La figure qui suit compare les fonctions  $LT_B = f(LT_A)$  pour les modèles de champ électrique de Maynard & Chen (modèle basé sur une formulation de type Volland & Stern) et de McIlwain.

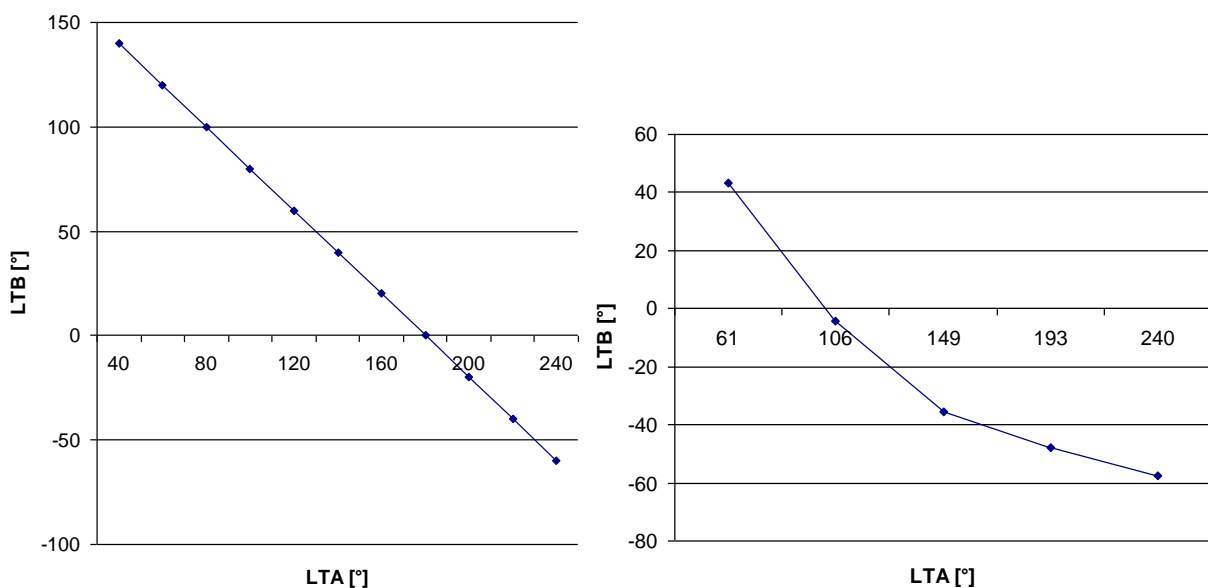


Figure 32: Fonctions  $LT_B=f(LT_A)$  pour les modèles de champ électrique de Maynard & Chen (à gauche) et de McIlwain (à droite)

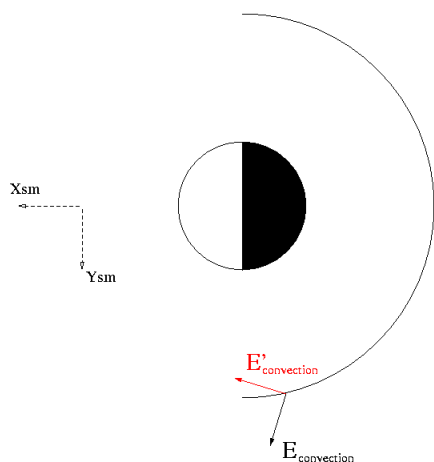
Notons dans un premier temps que la fonction tracée pour le modèle de champ de Maynard & Chen est également valable pour les modèles de Boscher et Buzulukova & Vovchenko. Concernant le modèle de McIlwain, la fonction a pu être tracée en mesurant les temps locaux  $LT_B$  des points conjugués. Ces données ont été obtenues après simulation de différents temps locaux  $LT_A$  du point d'arrivée des particules, toujours à une activité

magnétique calme ( $K_p=3$ ) et avec un simple dipôle pour représenter le champ magnétique. Le cas présenté sur la figure est celui des électrons mais il est intéressant de noter que l'on obtient également la même courbe en simulant les mêmes points d'arrivée avec des protons. On vérifie donc bien au passage l'existence d'un point conjugué indépendante de la particule mise en jeu.

On remarquera que la fonction  $LT_B = f(LT_A)$  est décroissante quelque soit le modèle. Cependant, à la différence de la droite correspondant au modèle de Maynard & Chen, la courbe de McIlwain croise l'axe des abscisses 90 degrés environ plus tôt. L'aspect non linéaire de la courbe et l'expression complexe de la fonction font qu'il est difficile de remonter à la courbe de symétrie du modèle de McIlwain.

### 3.3.5.3. Représentation vectorielle du champ électrique de convection

En 2008, P.A. Puhl-Quinn et al. mettent en place un modèle de champ électrique applicable à la magnétosphère interne, dont la représentation vectorielle du champ électrique de convection est faite à la Figure 33. Il s'agit d'un modèle empirique construit par fusion des données Cluster EDI et EFW. Notons que cette représentation est valide pour une activité magnétique calme traduite par une composante selon Z du champ magnétique interplanétaire (IMF) comprise entre 0 et -5 nT.



En réalité sur la Figure 33, il s'agit du vecteur  $\mathbf{E}'_{\text{convection}}$  qui est tracé (voir le schéma ci-contre de la Terre dans le repère SM en vue équatoriale), obtenu par rotation de  $90^\circ$  dans le sens horaire du vecteur  $\mathbf{E}_{\text{convection}}$ . Cette représentation permet de visualiser l'intensité du champ électrique de convection dans la direction de la convection ( $\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}$ ).

On trace maintenant le même vecteur représentatif du champ électrique de convection avec cette fois les modèles de Maynard & Chen et McIlwain (évidemment sans la composante de corotation du champ). Les résultats sont illustrés à la Figure 34. Il convient de noter que l'activité magnétique est paramétrée par l'indice  $K_p$  dans nos simulations. Ainsi, on prend un indice  $K_p$  de 3 pour venir comparer nos résultats au modèle empirique présenté ci-dessus à une activité calme. De plus, il est toujours risqué de prendre des valeurs extrêmes d'un modèle empirique car la statistique y est souvent moins bonne.

Au regard du modèle issu des mesures de Cluster, la convection orientée vers le Soleil avec le modèle de champ électrique de Maynard & Chen s'avère une description trop simple. Le champ électrique de convection semble être mieux modélisé par McIlwain. Il ressemble davantage au modèle empirique, à la différence majeure cependant que la convection

semble être la plus forte entre 00:00 et 06:00 LT. Or les mesures de CLUSTER laissent suggérer une intensification de la convection dans le quart 12:00 – 18:00 LT.

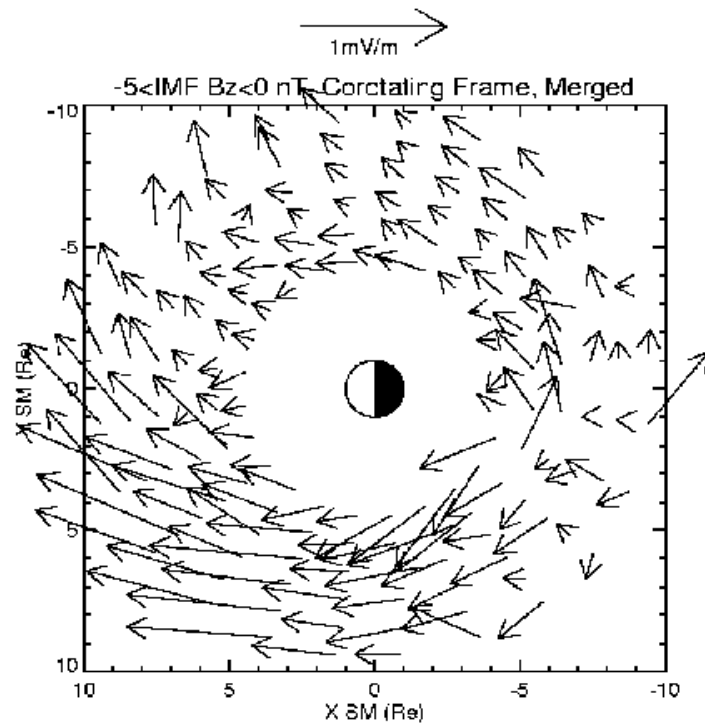


Figure 33: Champ électrique de convection obtenu par fusion des données Cluster EDI et EFW (P. A. Puhl-Quinn et al., 2008)

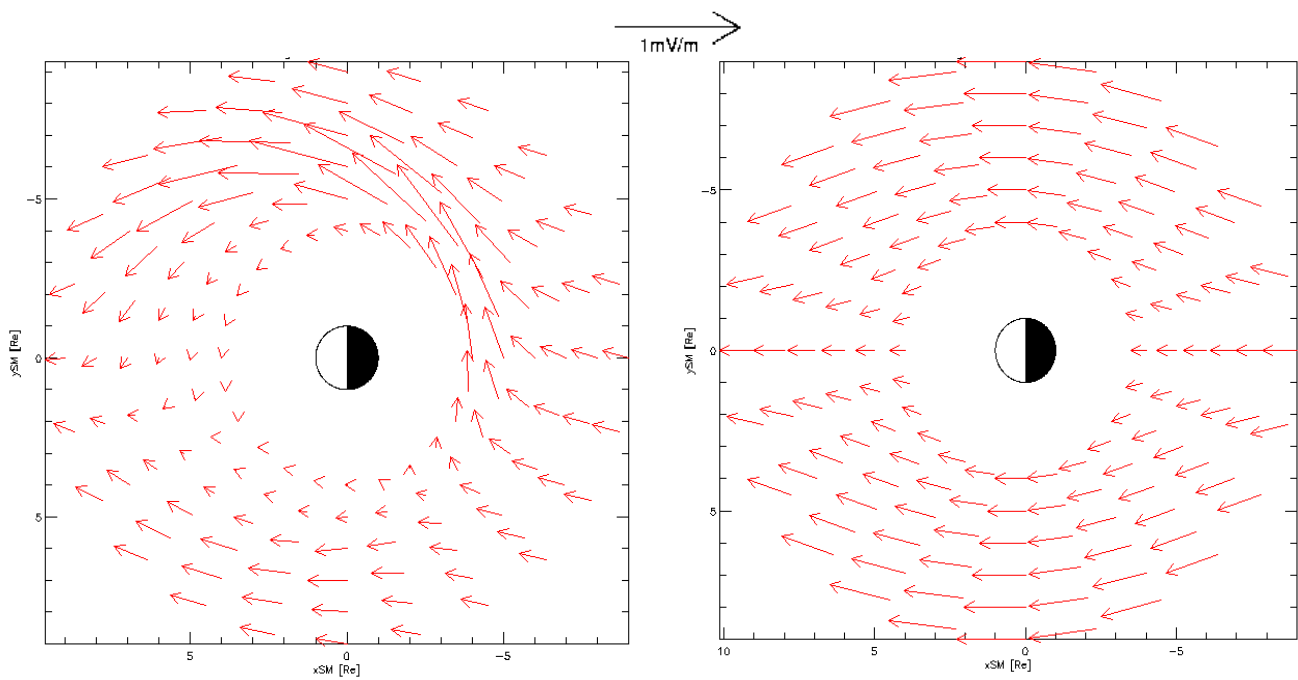
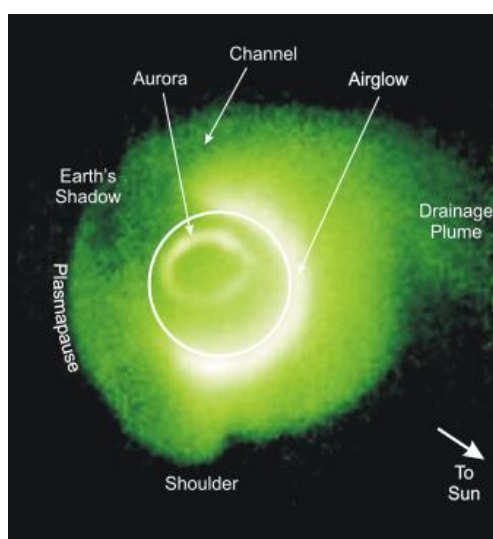


Figure 34: Représentation vectorielle du champ électrique de convection avec les modèles de McIlwain (à gauche) et de Maynard & Chen (à droite)



Le satellite IMAGE (Imager for **M**agnetosphere to **A**urora **G**lobal **E**xploration) a été lancé en mars 2000 : il est le pionnier dans l'imagerie des différentes régions de la magnétosphère, depuis les cornets polaires jusqu'à la queue magnétosphérique. L'instrument EUV (Extreme Ultraviolet Imager) a permis entre autres de mettre en évidence l'échappement de particules plasmasphériques, que l'on désigne sous le terme de *plume* (cf. Figure 35). Cette plume est observable dans le quart 12:00-18:00 LT. La convection est nécessairement faible pour qu'une telle structure puisse apparaître. Ainsi on comprend mieux la formation de la plume de la plasmopause avec le modèle de Mcllwain qu'avec le modèle empirique issu des mesures de Cluster.



*Figure 35 : Formation d'une plume dans la plasmasphère (Sandel et al., 2003)*

Une autre étude a été réalisée en comparant cette fois la topologie de la vitesse de dérive des modèles de champ de Mcllwain et de Maynard & Chen. Cette comparaison ne s'avérant pas d'un intérêt majeur, les figures sont consignées en annexe C.

#### *3.3.5.4. Évolution de l'énergie des particules et étude de temps caractéristiques*

On considère de nouveau les 24 simulations en remontant le temps, décrites dans la partie sur l'origine des particules magnétosphériques. Elles sont réalisées à la fois dans le cas électron et dans le cas proton. Le point d'arrivée des particules se situe à différents temps locaux  $LT_A$  et à l'orbite géostationnaire ( $r= 6.6 Re$ ). Le champ magnétique est modélisé uniquement par un simple dipôle et le champ électrique, par le modèle de Mcllwain pour une activité magnétique calme ( $Kp= 3$ ). A chaque simulation, on trouve 6 particules au point d'arrivée dont l'énergie est respectivement de 1, 2, 4, 8, 16 et 32 keV.

La Figure 36 représente la trajectoire de ces six particules, électrons ou protons, ainsi que le graphe de l'évolution de leur énergie au cours du temps, le tout à un temps local  $LT_A$  donné (ici midi).

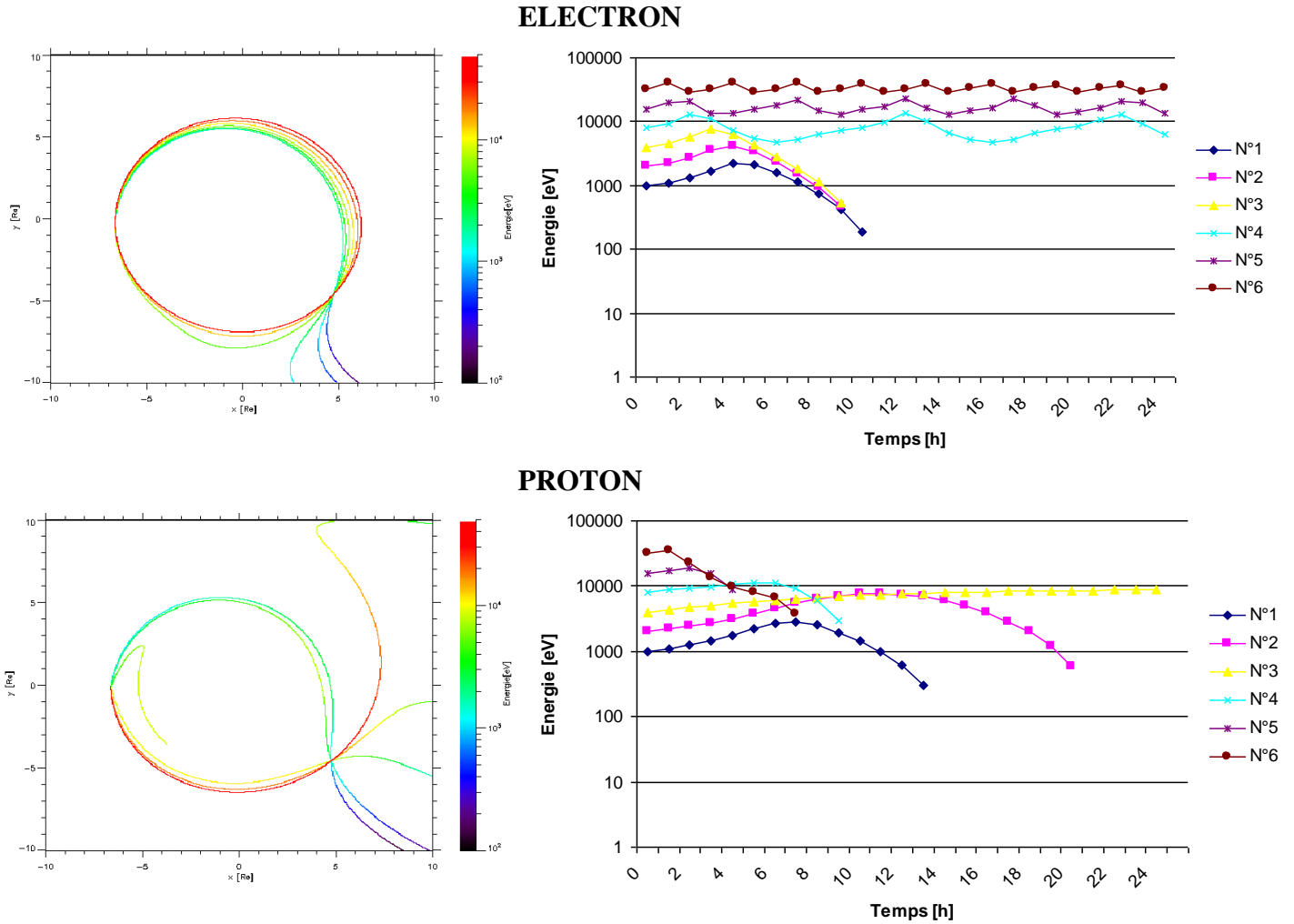


Figure 36: Trajectoire et évolution de l'énergie au cours du temps, dans les cas électron et proton, à un temps local de 12 h

On note que quelque soit la nature de la particule, plus l'énergie au point de départ de la simulation  $E_0$  est grande, plus la dérive de gradient devient dominante devant celle de champs croisés, donc plus les particules dérivent le long des isocontours. C'est ce que l'on observe aussi sur les graphes de l'évolution de l'énergie au cours du temps, où de nouveau plus l'énergie d'une particule au départ de la simulation  $E_0$  est importante et plus l'amplitude des oscillations de la fonction de l'énergie  $E(t)$  autour de  $E_0$  diminue, de sorte à tendre idéalement vers une droite  $E = \text{constante}$ .

Pour les particules de plus faible énergie qui se trouvent sur des trajectoires ouvertes, on remarque que la fonction  $E(t)$  est décroissante à mesure que l'on remonte le temps, ce qui est logique puisque les particules gagnent de l'énergie à l'approche de la Terre.

Lorsqu'une particule passe au point conjugué, son énergie repasse par la valeur  $E_0$  de l'énergie qui lui est attribuée initialement au départ de la simulation. Grâce à ce repère, on peut évaluer le temps mis pour parvenir au point conjugué,  $t_{\text{conj}}$ , en remontant le temps depuis le point de départ de la simulation. Ainsi le temps  $t_{\text{conj}}$  correspond au temps pour lequel une des fonctions  $E/E_0$  passe par un sur les graphes suivants.

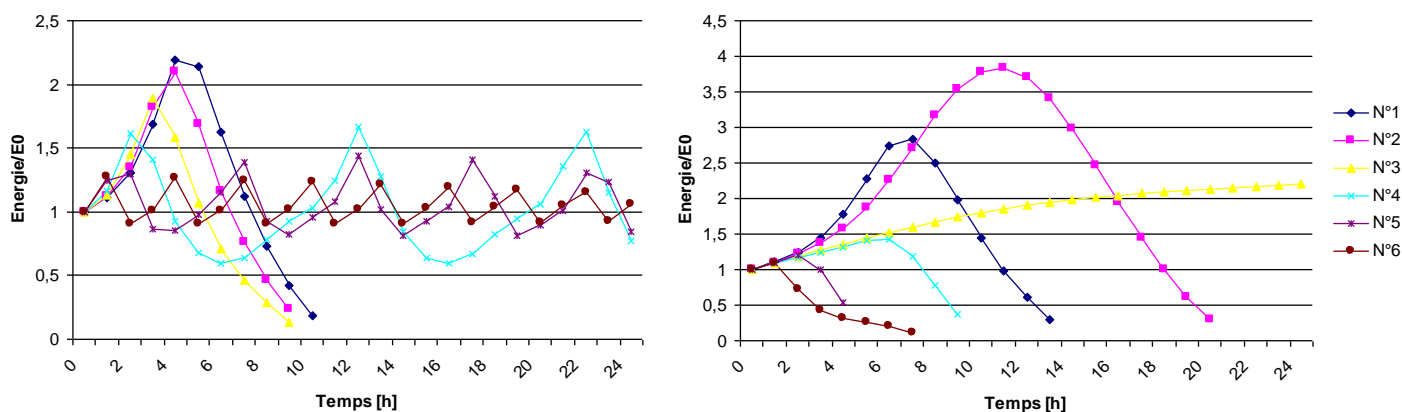


Figure 37: Fonctions  $E/E_0$  pour un temps local de 12 h dans les cas électron (à gauche) et proton (à droite)

Ainsi donc les temps  $t_{conj}$  en fonction du temps local et pour chacune des particules sont représentés sur les graphes qui suivent, dans les deux cas électron et proton. Une septième particule, d'énergie initiale  $E_0 = 64$  keV, a été ajoutée dans le cas proton pour améliorer la compréhension du graphe. Notons que l'absence parfois de points n'est pas due à l'échantillonnage : elle traduit soit le fait que le point conjugué se trouve du côté temps croissant (puisque l'on remonte le temps dans les simulations décrites ici), soit le fait qu'en 24 h (durée simulée), la particule n'a pas le temps de se retrouver au point conjugué.

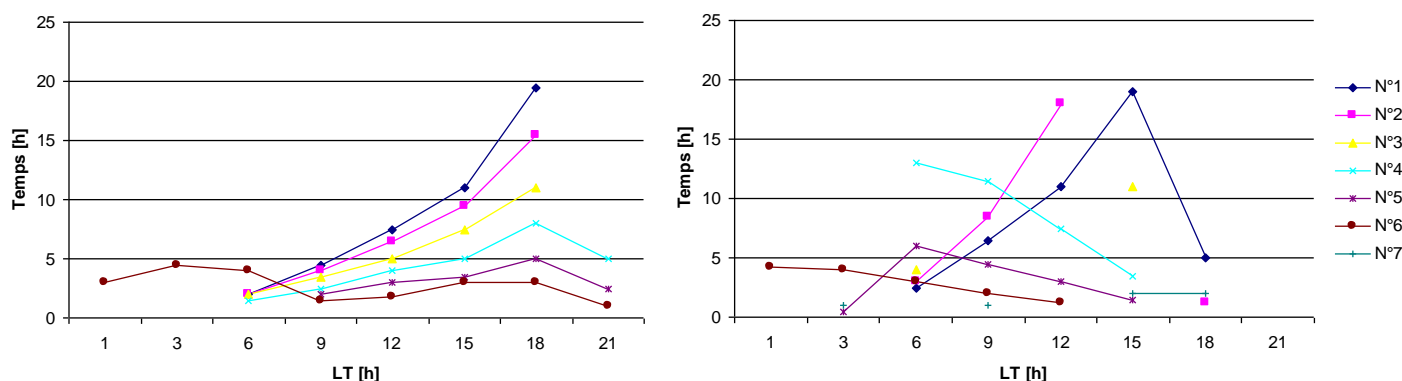


Figure 38: Évolution de  $t_{conj}$  en fonction du temps local dans le cas électron (à gauche) et proton (à droite)

En observant ces graphes, on peut imaginer dans le cas électron qu'il y ait un minimum à un temps local de 06:00 et ce, quelque soit la particule considérée et donc de son énergie initiale  $E_0$ . Cela peut en outre être expliqué par la symétrie du champ électrique. En effet, plus le point de départ de la simulation est choisi près la ligne de symétrie et plus le point conjugué le sera aussi. Par conséquent, plus ces deux points sont proches et plus le temps pour parvenir au point conjugué,  $t_{conj}$ , est faible. Cependant, comme les graphes sont réalisés avec des valeurs toutes les trois heures, ce minimum est donné uniquement à cette précision. En s'éloignant du minimum, on remarquera que plus l'énergie initiale  $E_0$  de la particule est faible et plus le temps  $t_{conj}$  augmente rapidement. Dans le cas des protons, on pourrait imaginer le même minimum de 06:00 LT pour les particules allant dans le même sens que les électrons et un minimum de 15:00 LT pour les protons allant vers l'ouest dans le plan équatorial. Néanmoins on dispose de trop peu de points pour en tirer de réelles

informations. Notons cependant que cette étude a également été réalisée avec le modèle de champ magnétique de Tsyganenko 1989 et que les résultats sont similaires à ceux obtenus ici avec un seul dipôle.

Pour s'affranchir de la symétrie du problème, une étude similaire a été menée sur le temps écoulé entre le point de départ de la simulation et le point où  $r = 10 R_e$ , lorsqu'on remonte le temps. Cependant, l'étude n'a pas abouti à plus d'informations car les résultats sont très semblables.

A présent, on s'intéresse aux périodes des trajectoires fermées. On trace donc la période pour chacune de nos particules en fonction du temps local :

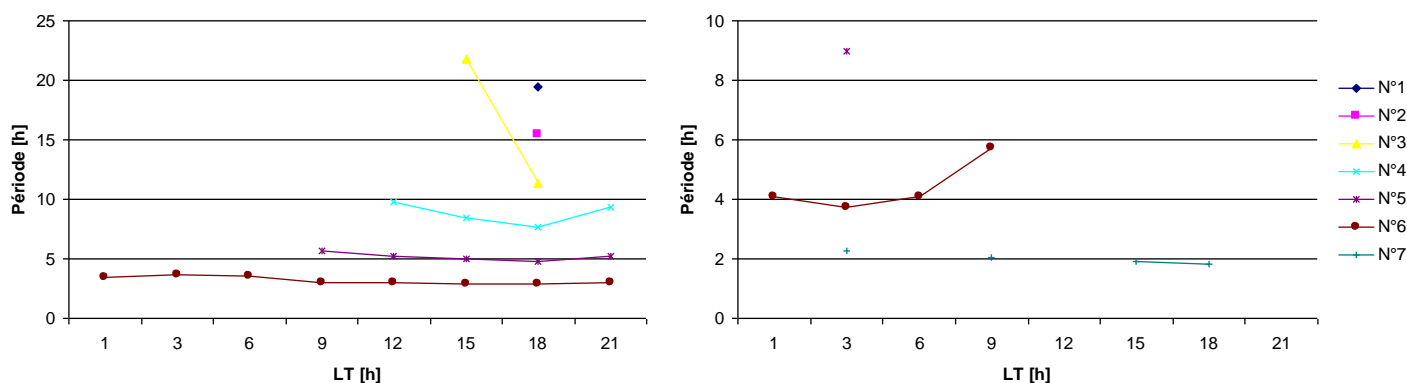


Figure 39: Période des trajectoires fermées en fonction du temps local dans le cas électron (à gauche) et proton (à droite)

On remarque que plus une particule a une énergie initiale  $E_0$  importante et plus la période tend à être constante et indépendante du temps local (la dérive de gradient prédomine sur la dérive de champs croisés). C'est ce que l'on observait précédemment avec les particules de haute énergie qui décrivent pratiquement un cercle autour de la Terre et dont l'énergie est quasiment constante quelque soit le temps local considéré. *A contrario*, lorsque l'énergie initiale de la particule est faible, non seulement les chances que la particule soit piégée diminuent, mais les valeurs de période obtenues sont très différentes d'un temps local à l'autre. Toutes ces observations peuvent notamment être faites avec le graphe du cas électron car celui du cas proton ne comporte pas assez de données.

Par ailleurs, on notera que cette étude a de nouveau été réalisée en ajoutant au dipôle un champ magnétique externe modélisé par Tsyganenko 1989. Si les trajectoires, leur nature (ouverte/fermée) et la position des points conjugués varient fortement en fonction du modèle de champ magnétique, on note cependant que dans tous les cas les particules semblent provenir des mêmes régions et les résultats obtenus sur la période des trajectoires fermées ne s'en trouvent pas modifiés. Ceci suggère donc encore une fois que l'influence du modèle de champ magnétique est sans doute plus limitée que celle des modèles de champ électrique.

Le Tableau 5 compile toutes les valeurs de période obtenues pour chaque particule lors des quatre types de simulation suivants :

- Modèle de champ électrique de McIlwain à Kp= 0 et Kp= 3 et le champ magnétique est représenté par un simple dipôle,
- Modèle de champ électrique de McIlwain et modèle de champ magnétique de Tsyganenko 1989 (T89) à Kp= 3,
- Modèle de champ électrique de Maynard & Chen à Kp= 3 et le champ magnétique est représenté par un simple dipôle.

Notons que les valeurs du tableau résultent de la moyenne des périodes obtenues à différents temps locaux.

Par ailleurs, la période théorique de dérive T d'une particule autour de la Terre est définie par :

$$T = \frac{2\pi}{\Omega_3} \quad (29)$$

avec  $\Omega_3$  la vitesse angulaire de dérive en rad/s.

A l'orbite géostationnaire ( $r=6.6 R_e$ ) et pour un champ magnétique de la Terre  $B_0$  de 31200 nT environ, on a :

$$T \approx \frac{402}{E_c [MeV]} \quad (30)$$

Numéro particule	1	2	3	4	5	6	7
<b>Période théorique [s]</b>	<b>111,67</b>	<b>55,83</b>	<b>27,92</b>	<b>13,96</b>	<b>6,98</b>	<b>3,49</b>	<b>1,74</b>
Kp=3 Electron, McIlwain+dipôle	19,5	15,5	16,56	8,82	5,18	3,18	
Kp=3 Proton, McIlwain+dipôle					9	4,43	2,01
Kp=3 Electron, McIlwain+dipôle+T89	17	13	10	7,96	4,63	2,73	
Kp=3 Proton, McIlwain+dipôle+T89						4,54	2,22
Kp=0 Electron, McIlwain+dipôle	18,25	17,33	12,88	8,66	5,26	3,04	
Kp=0 Proton, McIlwain+dipôle					10,88	4,48	1,96
Kp=3 Electron, Maynard & Chen+dipôle		22	14	8,5	5	3,29	
Kp=3 Proton, Maynard & Chen+dipôle					8	4,27	1,97

*Tableau 5: Période des trajectoires fermées selon quatre types de simulation*

La remarque générale pouvant être faite est que le champ de corotation a tendance à limiter la période de dérive à 24 h. Globalement, l'écart entre la valeur théorique et la valeur simulée et moyennée a tendance à diminuer à mesure que l'énergie initiale  $E_0$  de la particule augmente. Notons que dans le cas des protons on surestime légèrement la période de dérive, contrairement au cas des électrons où elle est légèrement sous-estimée. De manière générale, les valeurs de période sont relativement stables dans tous les cas de simulation effectués.

### 3.4. Bilan

Le travail réalisé ici suggère que le choix d'un modèle de champ magnétique est de moindre importance devant celui d'un modèle de champ électrique. En effet, le champ électrique semble avoir une influence importante sur le transport de particules, à la fois des électrons et des protons.

L'étude portée sur les différents modèles de champ magnétique dans le plan équatorial n'a pas pu mettre en avant l'un d'entre eux, les différences entre chacun des modèles étant trop faibles pour être significatives. On relèvera cependant dans le cas proton jusqu'à un rapport de 3.42 en énergie et une différence de positionnement maximum de 0.6 Re pour deux modèles considérant l'activité magnétique comme une variable du problème, contre un rapport maximum de 1.32 en temps de parcours entre un modèle tenant compte de l'activité magnétique via l'indice  $K_p$  et l'autre non. Bien qu'aucun modèle ne se détache réellement, on choisira le modèle Tsyganenko 1989 comme modèle de référence pour le champ magnétique, celui-ci étant le premier d'une lignée de modèles évolués, tenant compte de l'activité magnétique -paramètre essentiel dans la dynamique magnétosphérique- et exprimé dans un repère qui représente bien le plan équatorial à distance de la Terre (au niveau de la source).

Le travail réalisé sur les différents modèles de champ électrique aura d'une part, identifié le champ électrique comme une composante fondamentale du transport de plasma et d'autre part, révélé trois familles de modèles parmi ceux présentés ici. Ainsi, on trouve un premier regroupement avec les modèles de champ de Boscher, Maynard & Chen et Buzulukova & Vovchenko. Ceci n'est pas étonnant puisque ces modèles sont tous les trois fondés sur une formulation de type Volland & Stern avec un facteur d'écrantage de deux. On notera néanmoins que malgré leur similitude, on peut trouver jusqu'à une différence de potentiel de -1.7 kV à très haute altitude ( $r=10$  Re).

Dans une autre catégorie, le modèle de Whipple propose une vision simplifiée du terme de convection du champ électrique, en  $r \cdot \sin(LT)$ , contrairement aux précédents modèles en  $r^2 \sin(LT)$ . L'absence d'écrantage a pour incidence que les particules pénètrent dans des régions au plus près de la Terre en gagnant davantage d'énergie, ce qui peut se comprendre à partir d'une activité magnétique moyenne (comme la simulation avec les valeurs de potentiel de Liemohn le laisse suggérer), mais semble assez inadaptée par temps calme. Qui plus est, les différences de potentiel électrique affichées par ce modèle sont assez fortes en comparaison avec les autres modèles, jusqu'à  $1.4 \cdot 10^1$  kV à  $r=10$  Re en prenant pour référence un modèle de champ plus classique comme Maynard & Chen.

Enfin, le modèle de champ de McIlwain s'offre comme dernière famille, présentant plusieurs originalités en comparaison avec des modèles de type Volland & Stern. En effet, l'origine des particules prédite par le modèle de McIlwain est inhabituelle. Alors que l'origine des particules magnétosphériques semble clairement provenir du feuillet de plasma avec des modèles de type Volland & Stern, rien n'est moins sûr avec le modèle de McIlwain. Les particules proviennent d'une région beaucoup plus large : en effet, les électrons et les protons basse énergie arrivent d'une région décalée d'un angle  $\lambda$  négatif par rapport au feuillet de plasma, et les protons haute énergie viennent du cadran 00:00-06:00 LT. Bien qu'étonnante, cette vision de l'origine des particules n'est pas forcément erronée puisqu'à

titre d'exemple, les seuls électrons pouvant provenir du feuillet de plasma avec ce modèle sont sensés être observables à 02:00–03:00 LT. Or justement, selon une étude statistique menée par *Korth et al. (1999)*, on observe un pic du flux d'électrons à ces temps locaux pendant les périodes d'activité magnétique. La seconde originalité du modèle de McIlwain, et sans doute la raison à la première, est sa symétrie décalée d'environ une heure dans le sens horaire par rapport à l'axe des sinus, axe de symétrie des modèles de la première famille. Néanmoins, en raison de l'expression complexe du potentiel de McIlwain, il est difficile de remonter à l'expression exacte de sa symétrie qui est non linéaire. Concernant le potentiel donné par McIlwain, il affiche des valeurs un peu plus élevées que celles des modèles de type Volland & Stern : on peut trouver par exemple jusqu'à une différence de potentiel de 2.7 kV en comparaison avec le modèle de Maynard & Chen à  $r=7$  Re. Le champ électrique de convection de McIlwain, quant à lui, explique bien le phénomène de formation d'une plume parfois observée dans le cadran 12:00-18:00 LT. Pour qu'un tel objet puisse être formé, la convection doit être faible. Or il s'agit du cas du modèle de McIlwain, mais pas celui du modèle empirique du champ électrique de convection construit à partir des données CLUSTER (*P. A. Puhl-Quinn et al., 2008*) qui donne un champ de convection fort dans cette région. Malgré tout, ce modèle empirique nous renseigne sur une topologie probable du champ de convection, semblable à celle dérivée du modèle de potentiel électrique utilisé par *Millilo et al. (2003)*, ce qui permet de mettre un peu de côté celui fourni par le modèle de Maynard & Chen dont la symétrie est trop parfaite pour être réaliste.

Par conséquent, le modèle de McIlwain décrivant bien d'une part la plasmopause et de manière plus générale, la région interne de la magnétosphère, et les modèles basés sur une formulation de type Volland & Stern décrivant bien, d'autre part, la région de la queue magnétosphérique, ces deux types de modèle continueront d'être utilisés par la suite pour la compréhension du transport de plasma dans la magnétosphère.

Seule la période de dérive des particules n'aura pas montré de variabilité selon les modèles de champs magnétique et électrique utilisés. Cela est sans doute dû au fait que la période de dérive est étroitement reliée à la composante de corotation du champ électrique, or cette dernière est identique dans toutes les simulations entreprises.

Enfin, cette étude aura permis d'identifier de nouveau, après *Kovrazhkin et al. (1999)*, l'existence d'un *point conjugué* unique, ne dépendant ni de la particule ni de son énergie. Notons cependant que la position récupérée du point conjugué varie en fonction des modèles de champ magnétique et électrique sélectionnés.

Le tableau en annexe D résume les principales différences rencontrées lors d'un changement de modèle ou de valeur d'un paramètre d'entrée, et la distance à laquelle on les observe.

#### **4. LES PERTES SUBIES AU COURS DU TRANSPORT**

Après avoir analysé l'influence des modèles de champ magnétique et électrique sur la dynamique des particules, il est nécessaire à présent d'estimer la perte de particules qui existe le long de leur trajectoire. En effet, dans l'espace, les particules peuvent subir de

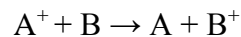
multiples réactions entraînant leur perte ou un transfert d'énergie d'une particule à une autre.

#### 4.1. Les pertes de particules

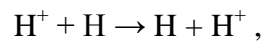
##### 4.1.1. Introduction à l'échange de charge

L'échange de charge peut être considéré comme le mécanisme de perte le plus fréquemment rencontré, c'est donc celui-ci que l'on étudiera afin d'avoir une idée générale sur les pertes.

Soit A et B, deux atomes ou molécules. Un échange de charge se produit lorsque la particule B cède un électron à la particule chargée  $A^+$  selon :



En raison de la présence prépondérante d'atomes d'hydrogène, on étudiera de préférence la réaction proton/hydrogène :



où l'atome d'hydrogène cède un électron avec le proton incident. Il en résulte que le proton issu de la réaction est beaucoup moins énergétique et disparaît de ce fait de la gamme d'énergie étudiée.

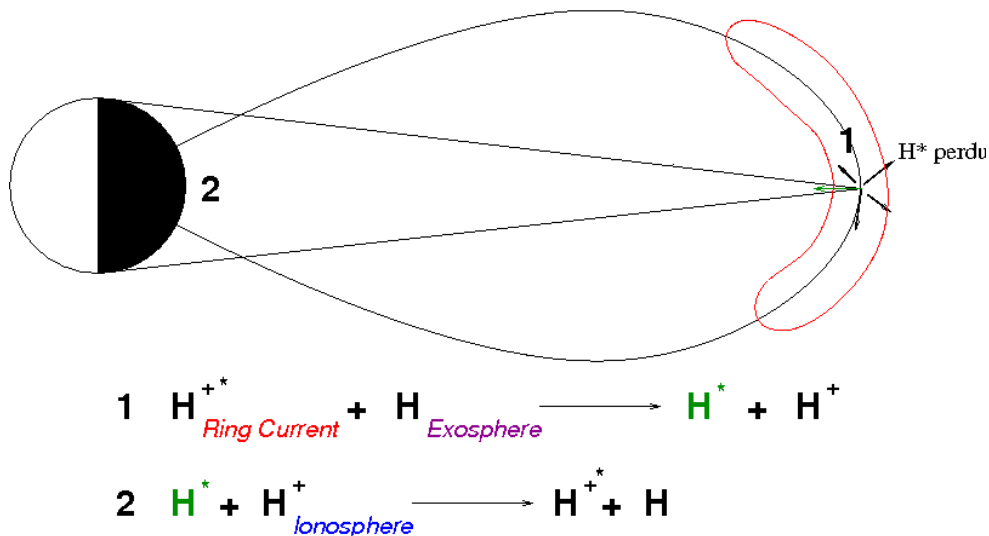


Figure 40: Schématisation du phénomène de double échange de charge

Concrètement, le mécanisme de double échange de charge que l'on évoquera au Chapitre 3. se résume en deux phases d'échange de charge. La première se produit entre des protons énergétiques du courant en anneau avec des atomes locaux d'hydrogène de l'exosphère. Elle donne lieu à la création entre autres d'atomes d'hydrogène énergétiques (appelés également « **Energetic Neutral Atoms** » dans la littérature) qui, de par leur nature, ne sont plus soumis au champ magnétique terrestre. Ils peuvent donc se diriger dans n'importe quelle direction de l'espace et seule une proportion atteindra l'environnement proche de la Terre, numéroté 2 sur la Figure 40, pour ensuite subir la seconde réaction d'échange de



charge. Cette fois, ce sont les ENA qui réagissent avec les protons de l'ionosphère pour donner naissance à une population piégée de protons énergétiques que l'on étudiera dans le chapitre suivant.

Notons cependant que d'autres éléments chimiques, comme l'hélium, ne sont pas en quantité négligeable en dessous de 1.5 Re d'altitude. Dans une étude ultérieure, il pourra en être tenu compte. Néanmoins, l'hypothèse de la prépondérance de la réaction proton/hydrogène paraît se justifier dans la région interne de la magnétosphère (voir 4.1.3).

On définit la fréquence d'échange de charge  $1/\tau$  par :

$$\frac{1}{\tau} = v_p \cdot \sigma_{éch} \cdot n_H \quad (31)$$

où  $v_p$  est la vitesse du proton incident [cm/s],  $\sigma_{éch}$  la section efficace d'échange de charge [cm<sup>2</sup>] et  $n_H$  la densité locale d'hydrogène [cm<sup>-3</sup>].

#### 4.1.2. Perte de particules par échange de charge en fonction de l'énergie

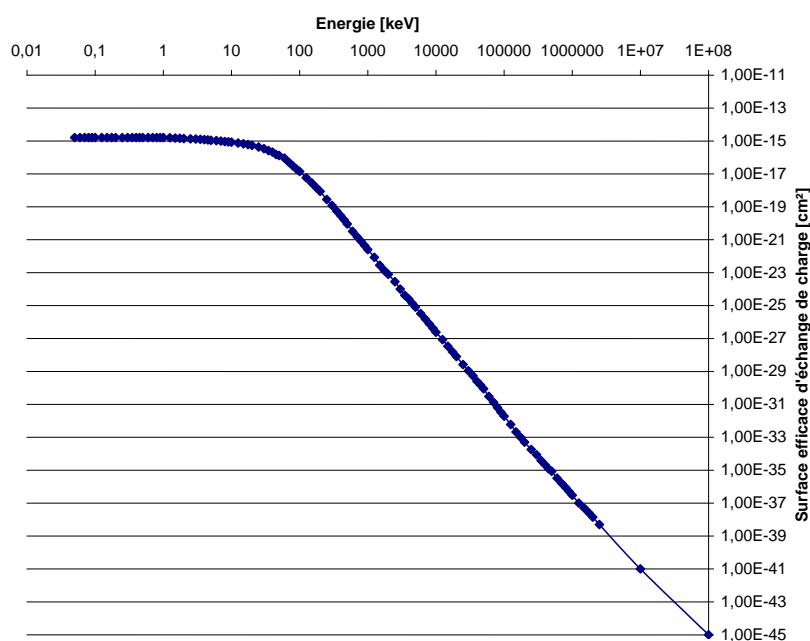


Figure 41 : Section efficace de la réaction d'échange de charge en fonction de l'énergie du proton incident

La Figure 41 représente la section efficace d'échange de charge  $\sigma_{éch}$  correspondant à la réaction préférentielle d'échange de charge entre un atome d'hydrogène et un proton incident, en fonction de l'énergie de ce dernier. On remarque qu'au-delà de 10 keV la section efficace d'échange de charge décroît très rapidement.

La Figure 42 estime le degré de perte auquel on peut s'attendre en fonction de l'énergie de la particule. Pour cela, on définit le paramètre  $\tau'$  en [s/cm<sup>-3</sup>], comme l'inverse du produit de la section efficace d'échange de charge  $\sigma_{éch}$  avec la vitesse du proton  $v_p$ . La valeur minimale prise par le paramètre  $\tau'$  correspond à l'énergie pour laquelle les pertes sont maximales.

Ainsi on constate que les particules d'énergie voisine de 10 keV sont les plus touchées par le phénomène d'échange de charge.

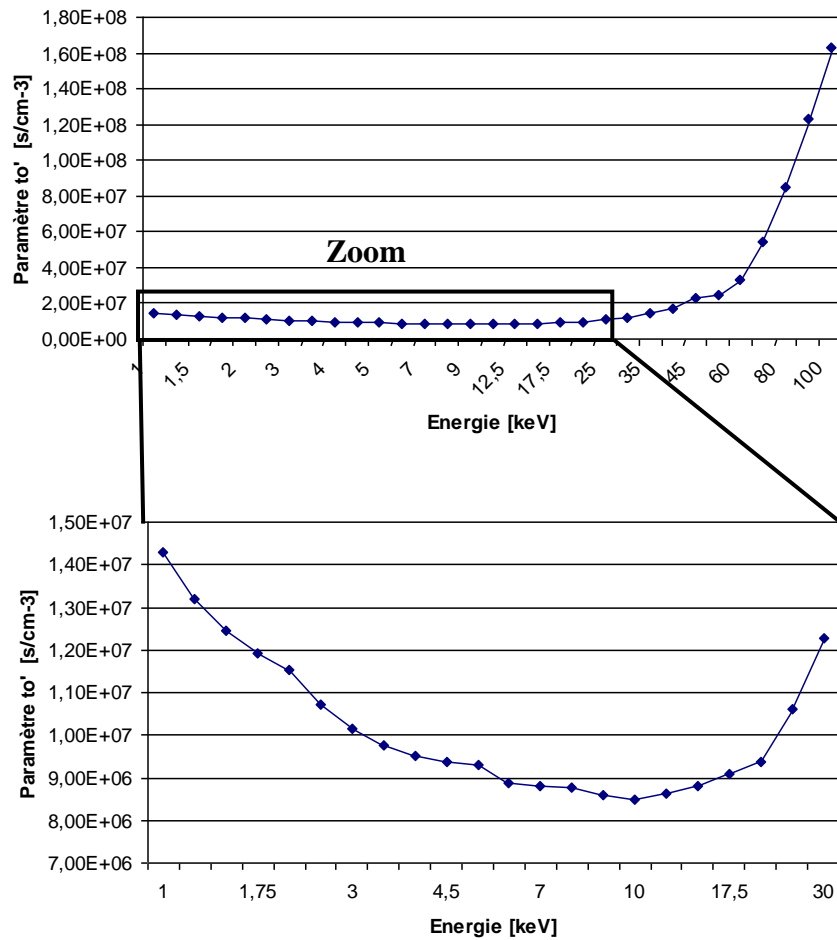


Figure 42: Localisation de l'énergie donnant la perte maximale de particules due à l'échange de charge

#### 4.1.3. Remarque préliminaire

Parmi les processus physiques engendrant la perte de particules dans la magnétosphère, on trouve notamment :

- Les collisions coulombiennes et les interactions de particules avec les ondes électromagnétiques du milieu (ceci se traduit par une diffusion en angle d'attaque)
- Les échanges de charge entre des protons avec des atomes d'hydrogène du milieu

Ces interactions interviennent à une échelle de temps inférieure à la période de dérive des particules.

Si l'on admet dans un premier temps que les pertes de protons sont la plupart du temps effectivement occasionnées par un échange de charge, il nous faudrait *a priori* étudier toutes les réactions possibles d'échange de charge avec les atomes et molécules présents dans l'espace que l'on étudie. A titre d'exemple, on peut citer, outre l'hydrogène, l'hélium, l'oxygène atomique et moléculaire, l'azote moléculaire et l'argon.

Cependant, ces éléments chimiques sont loin d'être présents dans la même mesure. *Beutier (1993)* lors de sa thèse a étudié la variation de leur densité en fonction de la distance radiale équatoriale. Ainsi, on peut s'apercevoir que très rapidement, à  $r= 1.2$  Re environ, les atomes d'hydrogène et d'hélium deviennent supérieurs en nombre devant les autres éléments chimiques. La densité d'hélium est cependant plus faible que celle de l'hydrogène à cette altitude, jusqu'à devenir négligeable à  $r= 2.5$  Re où elle est près de 100 fois moins importante dans le cas le plus critique du maximum solaire.

Par ailleurs, le tableau ci-dessous résume les principales réactions d'échange de charge faisant intervenir l'hélium sous différentes formes. La probabilité de ces réactions est mesurée à l'aide de leur section efficace d'échange de charge qui dépend de l'énergie de la particule : la valeur consignée dans le tableau est la plus critique (soit le maximum de la section efficace).

Réactions	Section efficace d'échange de charge [cm <sup>2</sup> ]	Energie [keV]
$\text{He}^+ + \text{H} \leftrightarrow \text{He}^{++} + \text{H}^-$ (a)	$1.1 \cdot 10^{-17}$	500
$\text{He}^+ + \text{H} \leftrightarrow \text{He} + \text{H}^+$ (b)	$1.3 \cdot 10^{-16}$	50
$\text{He}^{++} + \text{H} \leftrightarrow \text{He}^+ + \text{H}^+$ (c)	$1.8 \cdot 10^{-15}$	50

*Tableau 6: Réactions d'échange de charge faisant intervenir plusieurs formes d'hélium*

Si l'on regarde la probabilité de ces réactions, on s'aperçoit que la première est négligeable par rapport aux deux suivantes, d'autant plus que la section efficace d'échange de charge de cette réaction est de plus en plus faible à mesure que l'énergie diminue (pour une particule de 50 keV, on trouve  $\sigma=2.8 \cdot 10^{-19}$  cm<sup>2</sup>). Ensuite, la réaction (c) atteint les ordres de grandeur de la section efficace d'échange de charge entre un proton et un atome d'hydrogène ; cependant, comme nous avons vu que la densité d'hélium est largement inférieure globalement à celle de l'hydrogène, cette réaction peut être omise devant celle entre un proton et un atome d'hydrogène. Enfin, la réaction (b) n'est pas négligeable non plus en théorie, mais les ions  $\text{He}^+$  sont très rares dans l'exosphère : ils sont en général produits à partir d'ions  $\text{He}^{++}$  provenant du Soleil.

Notons par ailleurs que la réaction  $\text{H}^+ + \text{O} \leftrightarrow \text{H} + \text{O}^+$  a une section efficace d'échange de charge pour une particule de 10 keV équivalente également à celle correspondant à l'échange de charge produit entre un proton et un atome d'hydrogène :  $\sigma=1.5 \cdot 10^{-15}$  cm<sup>2</sup>, *Lo et Tite (1970)*. Cependant rapidement au-delà de  $r= 1.4$  Re, la densité d'oxygène est plus faible d'un facteur  $10^4$  devant celle de l'hydrogène (*Beutier, 1993*), c'est pour cela que dans un premier temps sa contribution ne sera pas prise en compte.

Ainsi, toutes ces raisons justifient notre hypothèse de départ : la réaction d'échange de charge entre un proton et un atome d'hydrogène est prépondérante devant les autres réactions d'échange de charge, notamment au-delà de 2 rayons terrestres. Selon *Frank (1967)* et *Swisher et Frank (1968)*, il semblerait effectivement que le mécanisme dominant

de perte de protons énergétiques (~keV) dans la magnétosphère interne soit l'échange de charge produit avec les atomes d'hydrogène (ENA) de l'exosphère.

Néanmoins, l'échange de charge n'est pas le seul mécanisme de perte de particules dans l'espace. Le Tableau 7 compare les temps caractéristiques de perte pour l'année 2004 de deux grands types de réaction conduisant à la perte de protons, à savoir l'échange de charge et les interactions coulombiennes. Les calculs sont réalisés à partir du modèle d'exosphère extrapolé de MSIS86. On considère des particules d'énergie aux alentours de 1, 10 et 30 keV pour rester dans les gammes d'énergie que l'on observe. On notera qu'à ces énergies, les interactions nucléaires inélastiques ne se produisent pas.

<b>E [keV]</b>	<b>L</b>	<i>Echange de charge</i> $\tau=1/(v_p \sigma n_H)$ [s]	<i>Interaction coulombienne</i> $\tau=-E/(dE/dt)$ [s]
0,99	5,7	5,8E+04	-1,8E+05
1,04	3,7	2,6E+04	3,8E+03
1,11	6,7	7,0E+04	-2,8E+05
1,16	4,4	3,6E+04	7,5E+03
1,23	8,0	8,2E+04	-4,2E+05
9,42	6,2	3,9E+04	1,2E+08
9,85	4,0	1,9E+04	1,3E+05
10,30	2,6	6,1E+03	4,8E+04
10,49	7,3	4,8E+04	8,6E+07
10,76	1,7	1,0E+03	2,6E+04
10,97	4,8	2,6E+04	4,1E+07
11,47	3,1	1,0E+04	8,1E+04
11,99	2,0	2,3E+03	3,8E+04
26,64	4,4	2,9E+04	7,2E+05
27,85	2,8	1,1E+04	2,4E+05
28,38	8,0	7,2E+04	7,4E+07
29,12	1,8	2,2E+03	1,2E+05
29,67	5,2	4,3E+04	4,4E+07
30,44	1,2	1,6E+02	4,0E+04
31,02	3,4	1,9E+04	4,3E+05
32,43	2,2	5,2E+03	1,9E+05
33,05	6,2	6,2E+04	6,1E+07
33,90	1,4	6,1E+02	9,6E+04

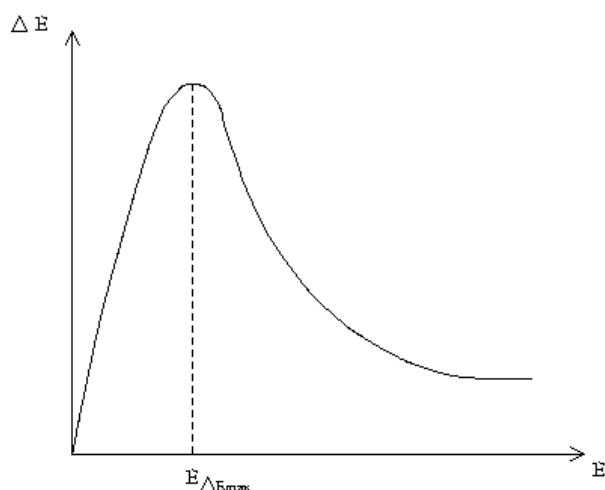
Tableau 7: Comparaison des temps caractéristiques de perte de particules par échange de charge et interaction coulombienne

Le temps caractéristique des pertes dues aux interactions coulombiennes est déduit du terme de friction  $dE/dt$  que l'on calcule. Cela explique donc pourquoi on peut trouver des valeurs négatives, puisque lorsque le temps défile et que l'énergie  $E$  augmente, on obtient bien un terme de friction positif, d'où  $\tau < 0$  selon l'expression du tableau.

On remarque tout d'abord que plus l'énergie de la particule est importante, plus les pertes par échange de charge sont prépondérantes devant celles dues aux interactions coulombiennes (les pertes évoluant à l'inverse du temps caractéristique). On trouve malgré

tout des cas à  $L= 3.7$  et  $4.4 R_e$ , pour des protons d'environ 1 keV uniquement, où le temps caractéristique des pertes par interaction coulombienne est globalement dix fois plus court que celui représentatif de l'échange de charge.

Par ailleurs, on remarquera qu'en s'éloignant de la Terre, les pertes dues à l'échange de charge diminuent de plusieurs ordres de grandeur, ce qui n'est pas étonnant puisque la présence d'atomes d'hydrogène se raréfie avec l'altitude. Du côté des pertes dues aux interactions coulombiennes, le temps caractéristique croît rapidement vers  $10^5$  et plus, soit des temps bien plus longs que ceux pour l'échange de charge : plus l'énergie augmente et plus les pertes diminuent rapidement avec l'altitude.



Le cas particulier des protons de 1 keV à  $L= 3.7$  et  $4.4 R_e$  peut éventuellement s'expliquer à l'aide la courbe  $\Delta E(E)$  ci-contre.

La fonction  $\Delta E(E)$  est en effet croissante de  $E= 0$  à  $E_{\Delta E_{\max}}$  puis décroissante au-delà de  $E_{\Delta E_{\max}}$ , ce qui fait que la courbe admet un maximum à  $E= E_{\Delta E_{\max}}$  qui est d'environ 1 keV. Cela expliquerait alors que le terme de friction admette également un maximum et qu'autour de celui-ci, on ait d'un côté des valeurs positives (accélération des particules) et de l'autre, négatives (ralentissement).

Mis à part ce cas particulier, il semble que dans l'ensemble l'échange de charge conduise plus souvent à des pertes que d'autres réactions, comme les interactions coulombiennes.

Par conséquent, comme la réaction proton/hydrogène est prépondérante parmi les autres réactions d'échange de charge et comme ce dernier mécanisme est globalement plus enclin à produire des pertes de protons que les interactions coulombiennes ou même nucléaires inélastiques, on considérera que l'hypothèse que les pertes soient uniquement dues à l'échange de charge entre un proton et un atome d'hydrogène est raisonnable.

## 4.2. Modélisation de l'exosphère terrestre

La prépondérance du phénomène d'échange de charge dans les mécanismes de perte nous amène donc à modéliser l'exosphère, région riche en particules neutres au sein de laquelle la perte de particules peut être conséquente, notamment en raison de l'échange de charge entre protons et neutres. Il est donc important de modéliser correctement l'exosphère terrestre afin d'avoir une meilleure idée du devenir des particules au passage de la Terre.

### 4.2.1. L'exosphère terrestre

Le terme « exosphère » a été introduit à l'origine par *Spitzer* en 1952. Il désigne la couronne planétaire, plus précisément la dernière couche de l'atmosphère après la thermosphère. Il s'agit d'une région isotherme où la trajectoire des atomes et molécules est régie par la seule influence gravitationnelle du corps concerné car les collisions y sont rares.

On définit sa limite inférieure, ou *exobase*, comme l'altitude critique à partir de laquelle les collisions sont négligeables. Ce qui peut être traduit par :  $l \gg H$ , avec  $l$  le libre parcours moyen d'une particule et  $H$ , sa hauteur d'échelle.

L'épaisseur « optique »  $\tau$  à l'altitude critique  $r_c$  de l'exobase s'exprime en première approximation comme :

$$\tau(r_c) = \int_{r_c}^{\infty} n(r) \cdot \sigma \cdot dr = \sigma \cdot n(r_c) \cdot H = \frac{H}{l} = 1 \quad (32)$$

où  $n$  est la densité locale de l'espèce neutre dominante et  $\sigma$  la section efficace de collision avec cette espèce.

Au-delà de l'exobase, on a donc  $\tau(r) < 1$  : le milieu est dit « optiquement fin » par rapport aux collisions. Statistiquement, une particule subira tout au plus une collision le long d'un parcours radial.

En pratique, on trouve l'exobase terrestre entre 350 et 800 km d'altitude suivant la température à la thermopause, cette dernière étant reliée à l'activité solaire et à l'effet jour/nuit. L'hydrogène notamment et l'hélium sont les espèces prépondérantes de l'exosphère terrestre. C'est la raison pour laquelle on s'attachera par la suite à cartographier les densités d'hydrogène pour modéliser l'exosphère.

Il est difficile de donner une limite supérieure à l'exosphère, néanmoins on peut dire qu'il subsiste encore quelques atomes d'hydrogène par  $\text{cm}^3$  à 50 000 kilomètres d'altitude. De ce fait, les satellites géostationnaires se trouvent dans l'exosphère d'où l'intérêt supplémentaire à sa modélisation.

#### 4.2.2. Modèles d'exosphère

Plusieurs modèles d'exosphère ont été testés : on trouve principalement les codes relatifs au modèle MSIS86 extrapolé et par ailleurs, le modèle de Hodges.

##### 4.2.2.1. Modèles Mass-Spectrometer-Incoherent-Scatter

Les modèles MSIS fournissent la température et la densité d'espèces neutres -He, O,  $\text{N}^2$ ,  $\text{O}^2$ , Ar, H, et N- dans la haute atmosphère (au-delà de 20 km). Ces modèles reposent sur un certain nombre de données issues de mesures de lanceurs, satellites ou bien encore radars. Un travail d'analyse mené par *Hedin* et son équipe (1987) a permis de construire le modèle d'origine MSIS86. L'utilisation de ces codes nécessite la connaissance des paramètres temporels (année, jour et heure), spatiaux (altitude, latitude et longitude), du flux solaire radio F10.7 et de l'indice magnétique  $A_p$ .

La version MSISEgo (*Hedin, 1991*) est adaptée pour des travaux à l'échelle de la troposphère ne dépassant pas les 120 km. En dessous de 72.5 km, le modèle se base globalement sur le MAP Handbook (*Labitzke et al., 1985*) avec ajout de données du National Meteorological Center en deçà de 20 km. Au-dessus de 72.5 km, on retrouve simplement une version

révisée de MSIS86. A haute altitude, on utilisera donc la même extrapolation que pour le modèle MSIS86.

La version NRLMSIS-00 développée par *Picone et al. (1988)* est quant à elle une version révisée de MSISEgo avec pour principales différences, un nouveau jeu de données et la possibilité de tenir compte des espèces ioniques d'oxygène à des altitudes supérieures à 500 km dans le bilan total de densité.

Au-delà de 500 km, on choisit d'extrapoler le modèle MSIS86 par le calcul de densité d'hydrogène suivant :

$$n_H = n_{H500km} \cdot \exp \left( \frac{m_H \cdot g_0 \cdot R_E \cdot 10^3}{k_B} \cdot \frac{500}{R_E + 500} - \frac{z}{R_E + z} \right) \cdot \frac{1}{T_{\text{exosphère } 500km}} \quad (33)$$

avec  $m_H$  la masse d'un atome d'hydrogène [kg],  $g_0$  l'accélération de la pesanteur [ $m/s^2$ ],  $R_E$  le rayon terrestre [km],  $k_B$  la constante de Boltzmann ( $1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ ),  $z$  l'altitude [km],  $n_{H500km}$  la densité d'hydrogène à 500 km [ $cm^{-3}$ ] et  $T_{\text{exosphère } 500km}$  la température exosphérique à 500 km [K]. Il a été vérifié que la densité d'hydrogène suivait effectivement cette loi entre 500 et 3000 km.

#### 4.2.2.2. *Modèle de Hodges*

Les données utilisées dans ce modèle proviennent à la base d'une simulation type Monte Carlo de l'exosphère terrestre pour l'hydrogène réalisée par Hodges (*Hodges, 1994*). Le modèle fournit la densité d'hydrogène dans l'exosphère de  $r=6640$  km depuis le centre de la Terre (soit environ 300 km d'altitude) jusqu'à 62126 km, en longitude et colatitude et ce, pour les équinoxes et solstices aux quatre niveaux d'activité solaire suivants : F10.7=[80 ; 130 ; 180 ; 230] S.F.U..

Les travaux de *C. Lathuillère* sur l'*Identification des orages dans la thermosphère (Colloque PNST, Obernai, Mars 2008)* proposent une étude de divers paramètres, comme la traînée du satellite en fonction du temps, à partir des mesures accélérométriques de STAR/CHAMP sur un certain nombre d'événements entre 2002 et 2005. Il en résulte que l'effet produit sur la traînée du satellite par un orage, identifié par l'indice Ap, est plus grand que celui prédit par différents modèles d'atmosphère du type MSIS. Cette observation nous amène donc à être prudent sur les résultats issus des modèles qui vont suivre.

#### 4.2.3. *Impact des variations des paramètres d'entrée sur les modèles*

On se propose désormais d'étudier l'influence des paramètres d'entrée des modèles MSIS86 et de Hodges sur la densité exosphérique d'hydrogène.

#### 4.2.3.1. Influence du temps, du flux solaire radio F10.7 et de l'indice magnétique Ap avec le modèle MSIS86

Une cartographie de la densité d'hydrogène dans l'exosphère est réalisée avec le modèle MSIS86 extrapolé en faisant varier différents paramètres indépendamment :

- le jour de l'année, les cas sont pris pour les équinoxes et solstices,
- le flux solaire radio F10.7,
- l'indice magnétique Ap.

Les simulations sont toutes réalisées dans le plan équatorial.

#### **Influence du temps**

- ✓ Influence du jour ou saison

Les simulations sont réalisées aux jours 80, 172, 266 et 356, soit les jours de l'année marquant les saisons. On paramètre le modèle dans des conditions moyennes d'activité solaire et magnétique (le flux radio solaire est pris égal à 120 S.F.U. et l'indice magnétique Ap à 10). Le Tableau 8 donne les valeurs maximales de densité d'hydrogène obtenues pour chaque saison.

<b>Jour de l'année</b>	<b>Densité <math>n_H</math> max. [<math>cm^{-3}</math>]</b>
20 mars	172 655
20 juin	161 322
22 septembre	179 903
21 décembre	177 226

Tableau 8: Densités maximales d'hydrogène aux solstices et équinoxes avec le modèle MSIS86

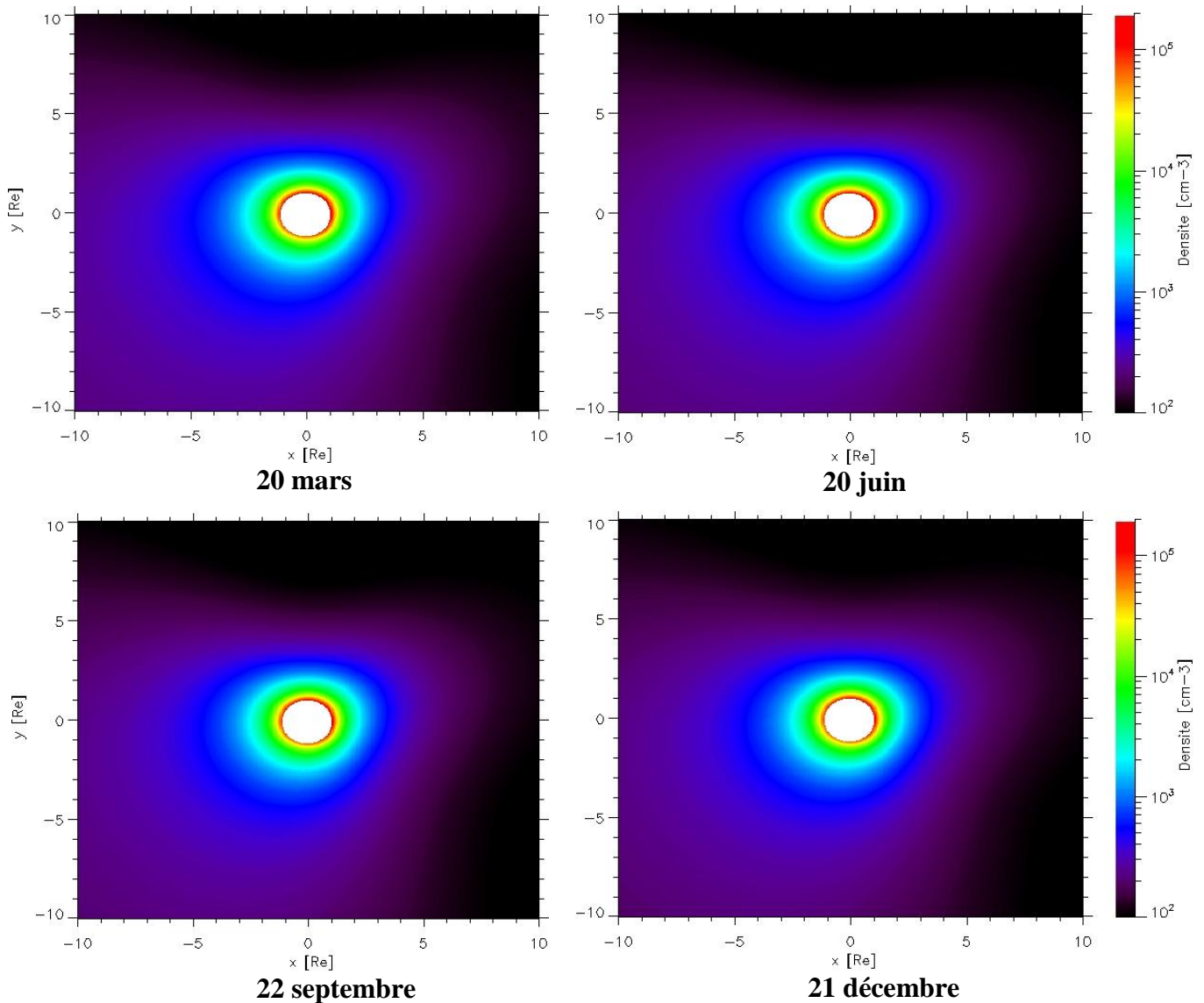
La Figure 43 présente la densité d'hydrogène pour chaque saison. Elle permet également de visualiser la forme de l'exosphère dans le plan équatorial.

Les valeurs maximales de densité sont difficiles à interpréter car elles ne semblent pas suivre une logique selon les saisons. Tout d'abord, il faut prendre en considération qu'une étude de la densité en fonction de l'altitude est peut-être plus judicieuse pour approfondir la question que de considérer seulement les valeurs extrêmes de densité : c'est du moins ce que suggéreront les études réalisées sur l'influence de l'intensité du flux solaire radio et de l'indice Ap.

On comprend que la valeur maximale de densité soit plus forte en septembre qu'en juin puisqu'au moment des équinoxes, les deux hémisphères sont chauffés identiquement au contraire des solstices, ainsi la température est plus élevée et donc logiquement la densité devrait être aussi plus importante. Cependant, il n'est pas possible de le vérifier en comparant le 20 mars et le 21 décembre. Peut-être que l'anomalie de l'Atlantique Sud (là où la ceinture intérieure de Van Allen est particulièrement proche de la surface de la Terre) joue



un rôle. On note aussi que l'on n'observe pas la même chose pour l'une et l'autre équinoxe alors qu'on aurait pu s'attendre au même résultat.



*Figure 43: Cartographie de la densité d'hydrogène aux équinoxes et solstices avec le modèle d'exosphère MSIS86*

Compte tenu du besoin évoqué précédemment, on trace à présent le profil de densité d'hydrogène en fonction de la distance au centre de la Terre  $r$  pour chaque saison (cf. Figure 44). Le choix d'un temps local de 15:00 LT est justifié dans la partie suivante sur l'influence du temps local.

L'observation du graphe qui suit révèle que les valeurs de densité suivant la saison sont sensiblement les mêmes : ainsi le jour de l'année ne semble pas avoir un impact aussi grand que l'on aurait pu l'imaginer. On notera juste que le rapport maximum des densités d'hydrogène, de 1.14, est obtenu entre l'équinoxe de printemps et le solstice d'hiver à  $r=10$  Re, comparativement à un rapport maximum de 1.09 à  $r=10$  Re pour les équinoxes et à  $r=$

1.5 Re pour les solstices. Par ailleurs, on remarquera que les densités d'hydrogène à une même altitude décroissent au long de l'année.

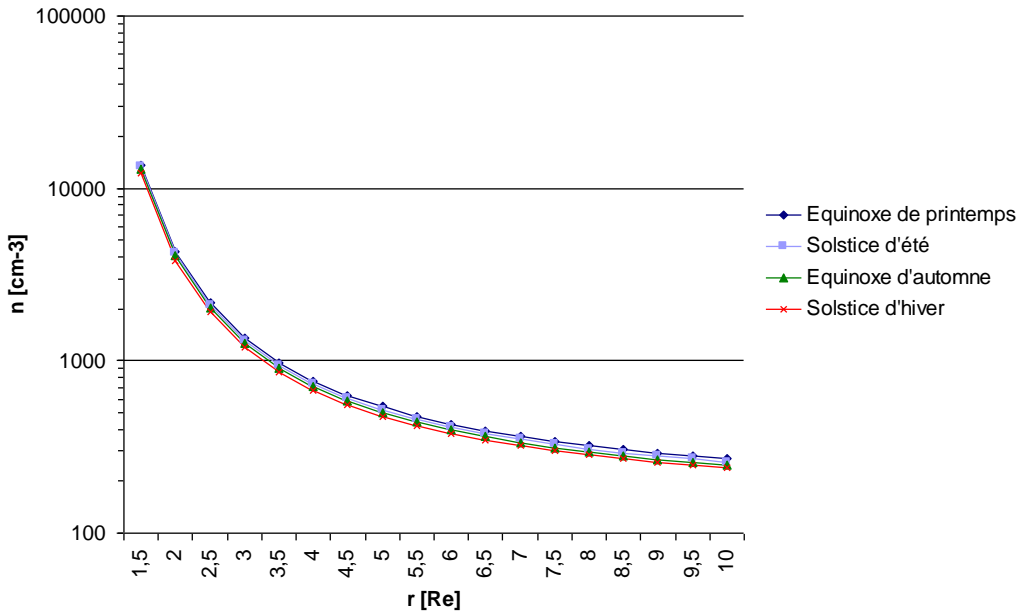


Figure 44: Densité d'hydrogène en fonction de  $r$  et des saisons pour  $LT=15$  h (MSIS86)

✓ Influence du temps local

On décide de tracer la densité d'hydrogène en fonction de la distance au centre de la Terre  $r$  pour les valeurs de temps local suivantes : 03:00, 09:00, 15:00 et 21:00 LT, dans les mêmes conditions d'activités solaire et magnétique que précédemment. La Figure 45 est prise pour le jour de l'équinoxe de printemps.

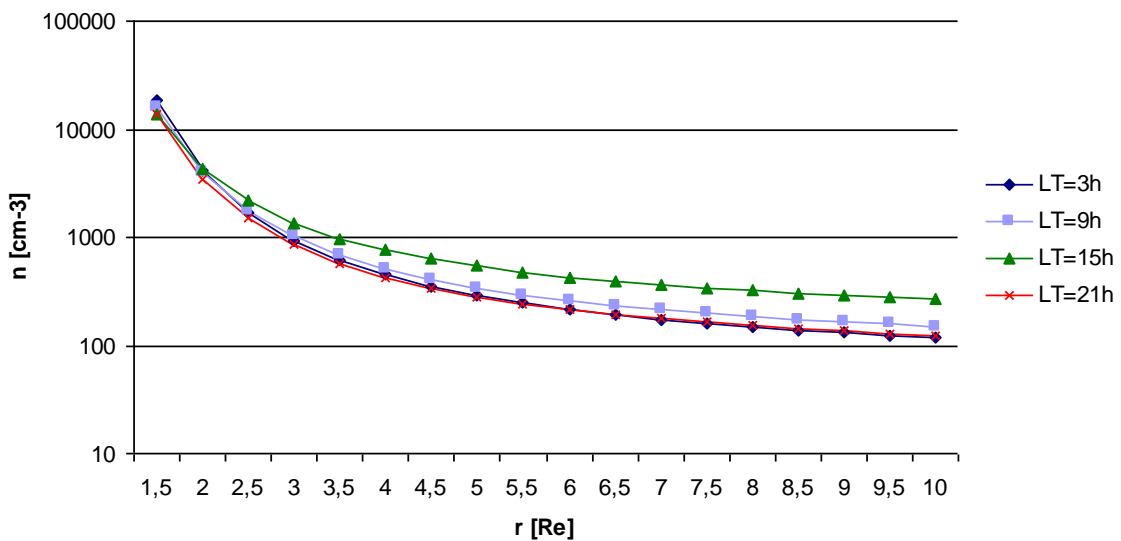


Figure 45: Densité d'hydrogène en fonction de la distance  $r$  et du temps local

On remarque que la densité d'hydrogène est bien plus élevée, quelque soit  $r > 2 R_e$ , à LT= 15 h que pour les autres valeurs de LT. Cela coïncide avec la dilatation maximale de l'exosphère que l'on observe à ce temps local. En effet, c'est à midi que les couches de l'atmosphère sont les plus chauffées, or le système ayant un temps de réponse non négligeable, il n'est pas étonnant d'obtenir une densité plus forte à 15:00 LT. Le rapport maximum des densités d'hydrogène, de 2.19, est ainsi obtenu entre LT=15 h et LT=21 h et à  $r= 10 R_e$ .

Les courbes des temps locaux de 21:00 et 03:00 LT, quant à elles, sont sensiblement identiques. En revanche, du côté jour, pour un temps local de 09:00 LT, on trouve une densité plus importante, bien que plus faible qu'à 15:00 LT. Là encore on retrouve la même logique, à savoir que du côté jour où la température est plus élevée, il est normal d'obtenir des valeurs de densité plus grandes. Pour ordre d'idée, le rapport maximum des densités d'hydrogène entre LT=9 h et LT=21 h est de 1.22, pour  $r= 10 R_e$ . Par ailleurs, on peut aussi observer qu'à  $r= 2 R_e$ , les courbes semblent converger.

Pour donner une idée de l'impact des variations des paramètres  $A_p$ , F10.7 et du jour de l'année, on choisit donc de tracer la densité d'hydrogène en fonction de  $r$  à LT=15 h, cette valeur étant peut-être la plus caractéristique compte tenu de la forme de l'exosphère.

### **Influence de l'indice magnétique $A_p$**

L'indice  $A_p$ , exprimé en unité de 2 nT, est relié à l'activité magnétique et à l'indice  $K_p$  tel que le présente le tableau suivant :

<b>Kp</b>	- 0 +	- 1 +	- 2 +	- 3 +	- 4 +	- 5 +	- 6 +	- 7 +	- 8 +	- 9
<b>Ap</b>	0-2	3-5	6-9	12-18	22-32	39-56	67-94	111-154	179-236	300-400

Les simulations sont toujours réalisées dans le plan équatorial et ce, pour des valeurs de  $A_p$  de 0, 10, 15, 50, 200 et 400. Le Tableau 9 donne les valeurs maximales de densité d'hydrogène obtenues pour chaque indice.

<b>Indice <math>A_p</math></b>	<b>Densité <math>n_H</math> max. [<math>cm^{-3}</math>]</b>
0	194 409
10	179 903
15	176 302
50	164 986
200	133 112
400	99 497

*Tableau 9: Densités maximales d'hydrogène fonction de l'indice  $A_p$  avec le modèle MSIS86*

La Figure 46 représente l'exosphère dans le plan équatorial pour des valeurs de  $A_p$  de 15 et 200.

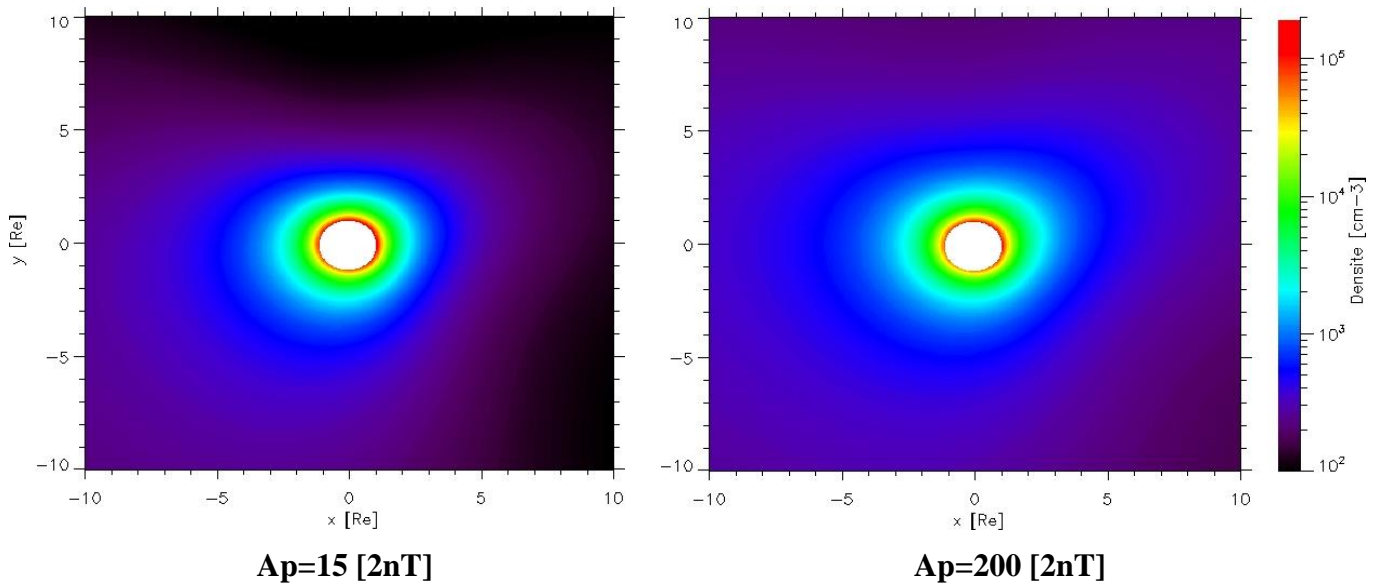


Figure 46: Cartographie de la densité d'hydrogène pour  $A_p=15$  et  $A_p=200$

On remarque qu'à mesure que l'indice  $A_p$  augmente, le halo de l'exosphère s'étend. On observe même, pour un  $A_p$  de 400, que la dilatation maximale de l'exosphère qu'on a l'habitude de voir entre 12:00 et 18:00 LT en raison de l'inertie du système, se trouve cette fois dans le cadran 00:00-06:00 LT (voir Figure 47). On peut d'ailleurs commencer à observer l'émergence de cette autre direction privilégiée avec  $A_p=200$  [2nT]. Ceci peut s'expliquer par des particules provenant du feuillet de plasma et tournant dans ce cadran, qui viennent déposer leur énergie dans l'exosphère. Par conséquent, elles viendraient chauffer et dilater cette partie de l'atmosphère sur un temps assez court pour pouvoir être observé. Néanmoins, comme il s'agit d'une valeur extrême du paramètre  $A_p$  (400 [2nT]), il est possible que le modèle fournisse des réponses erronées dans cette zone. On remarquera par ailleurs que les valeurs maximales de densité, quant à elles, semblent décroître à mesure que l'indice  $A_p$  augmente.

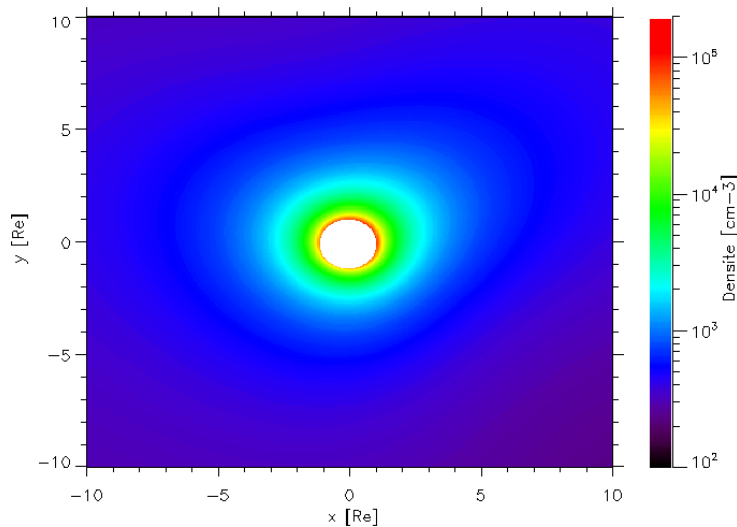


Figure 47: Cartographie de la densité d'hydrogène avec  $A_p=400$

On trace à présent le profil de densité d'hydrogène en fonction de la distance au centre de la Terre  $r$ , pour  $A_p=15$  et  $A_p=200$ , à  $LT=15$  h et également à  $LT=3$  h, compte tenu de la dilation de l'exosphère observée précédemment dans le cadran 00:00-06:00 LT. Les valeurs de  $A_p$  ont été choisies en excluant les valeurs trop extrêmes et de sorte à être représentatives du comportement général du système.

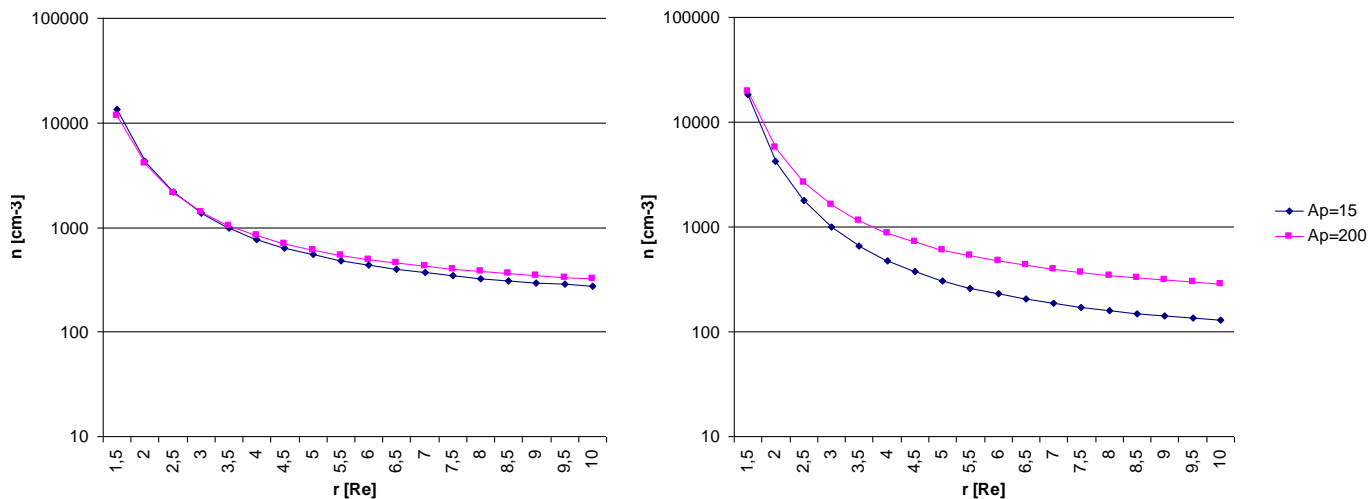


Figure 48: Densité d'hydrogène en fonction de la distance  $r$  et de l'indice  $A_p$  pour  $LT=15$  h (à gauche) et  $LT=3$  h (à droite)

Pour un temps local de 15 h, les variations de densité en fonction de  $A_p$ , quoique plus importantes qu'en faisant varier les saisons, sont relativement minimales. En effet, le rapport maximum des densités d'hydrogène trouvé entre les deux courbes, à  $r=10 \text{ Re}$ , est de 1.17. En revanche, pour un temps local de 3 h, les différences s'accroissent : c'est ainsi qu'on obtient jusqu'à un rapport maximum de 2.25 à  $r=10 \text{ Re}$ . Dans tous les cas, les variations de l'indice  $A_p$  entraînent des variations sur la densité d'hydrogène plus importantes que celles observées au cours de l'année. Par ailleurs, on peut aussi observer une tendance à la superposition des courbes à très basse altitude.

### Influence du flux solaire radio F10.7

Il existe deux paramètres d'entrée relatifs au flux solaire radio. Le modèle nécessite de connaître la valeur de celui-ci le jour antérieur à la date indiquée et la moyenne des valeurs de flux des trois derniers mois.

Afin d'établir l'influence du flux solaire radio sur les valeurs de densité, il a été décidé de donner la même valeur de flux pour chacun des deux paramètres. Les simulations ont donc été réalisées dans le plan équatorial pour les valeurs de flux suivantes : 60, 120, 200 et 400 S.F.U. \*

Le Tableau 10 donne les valeurs maximales de densité d'hydrogène obtenues pour chaque valeur de flux.

Flux solaire radio F10.7 [S.F.U.]*	Densité $n_H$ max. [ $\text{cm}^{-3}$ ]
60	447 738
120	179 903
200	52 453
400	3109

\*1 Solar Flux Unit =  $10^{-22}$  W/m<sup>2</sup>/Hz.

Tableau 10: Densités maximales d'hydrogène fonction du flux solaire radio F10.7 avec le modèle MSIS86

La Figure 49 représente l'exosphère dans le plan équatorial pour des valeurs de flux solaire radio égales à 60 et 200 S.F.U..

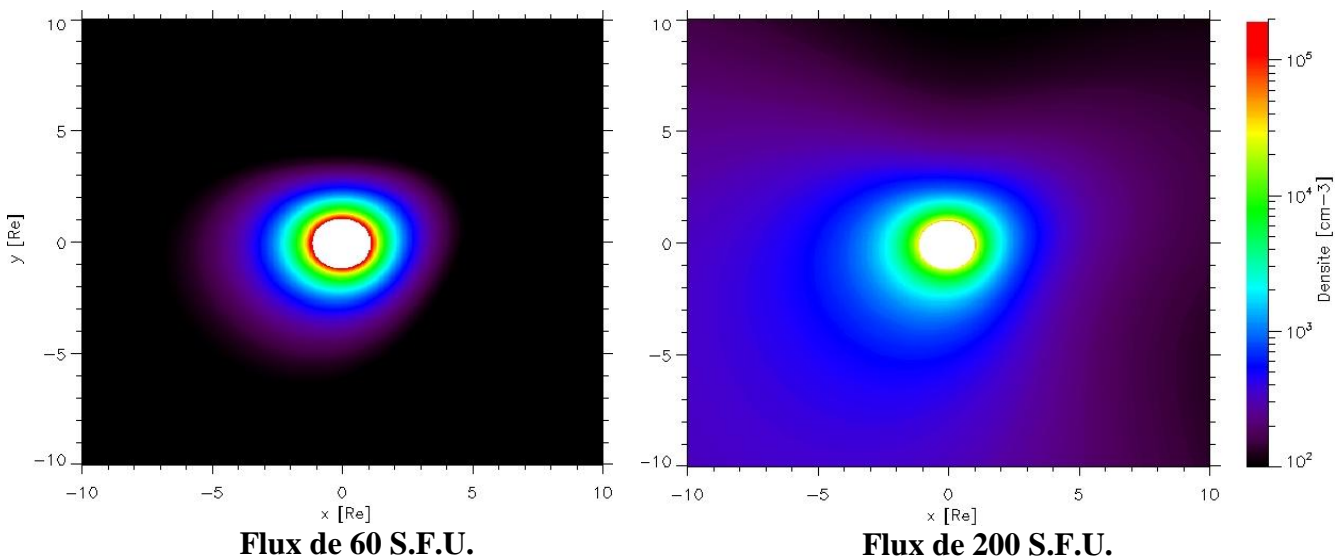


Figure 49: Cartographie de la densité d'hydrogène pour F10.7=60 et 200 S.F.U.

Le halo de l'exosphère s'étend à mesure que le flux solaire radio est élevé (à l'exception cependant du cas de flux égal à 400 S.F.U. où au contraire le halo est très peu large, ceci pouvant s'expliquer parce que le modèle réagit mal à cette valeur extrême de flux). Néanmoins on notera que les valeurs maximales de densité sont au contraire obtenues à mesure que le flux solaire radio décroît. A faible flux solaire radio, on observe que la densité semble décroître rapidement alors qu'à fort flux, la densité à 500 km d'altitude a une valeur plus faible mais décroît moins rapidement.

Maintenant, on trace à la Figure 50 les courbes de densité d'hydrogène en fonction de la distance au centre de la Terre  $r$  pour les valeurs de flux 60 et 200 S.F.U. à LT= 15 h.

L'impact de la variation du flux solaire radio sur les valeurs de densité dans l'exosphère est loin d'être négligeable. A 9 Re d'altitude, la valeur de densité est 5.8 fois plus importante pour un F10.7 de 200 que pour un F10.7 de 60 S.F.U.. A 4 Re d'altitude, le rapport est de 3.8.

Le flux solaire radio apparaît ainsi comme un élément important pour une correcte modélisation de l'exosphère et une future correcte estimation des pertes de particules dues aux échanges de charge. Bien que cette observation soit faite elle-même en utilisant un modèle, à savoir ici le modèle MSIS86 extrapolé, il semble assez logique que le flux solaire radio ait cet impact. En effet, le flux solaire radio est assez bien corrélé au flux solaire U.V.. Or c'est le rayonnement UV qui chauffe la haute atmosphère. Donc pour des variations importantes du F10.7, il est normal de s'attendre à des variations importantes de température entraînant ainsi des variations importantes de densité.

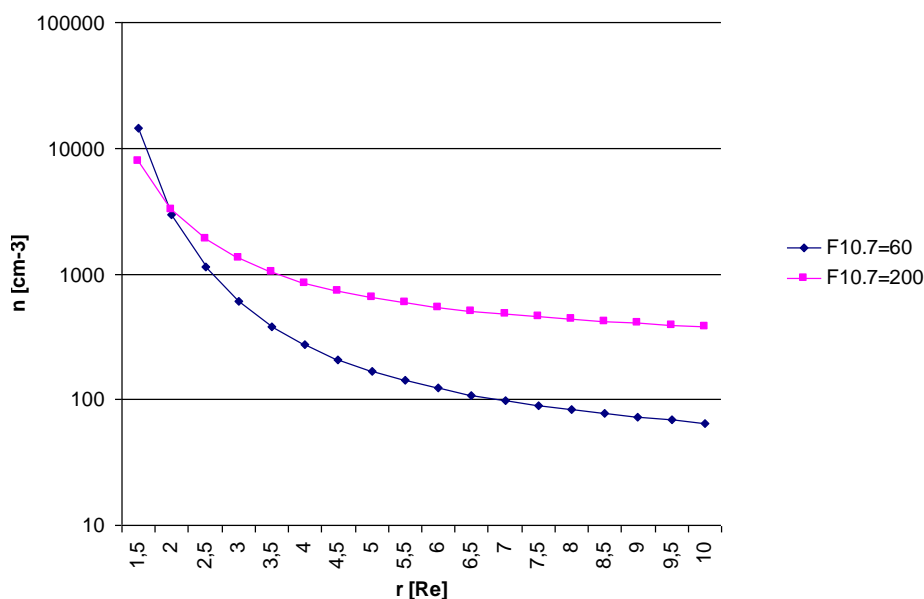


Figure 50: Densité d'hydrogène en fonction de la distance  $r$  et du flux solaire radio F10.7 pour  $LT=15$  h

Comme l'objectif futur est de modéliser les pertes de particules, il est intéressant de tracer ces mêmes courbes pour un temps local de 3 h car c'est dans cette zone que beaucoup de particules d'énergie différente ont un temps de résidence long et donc, une probabilité de perte forte (voir Figure 51).

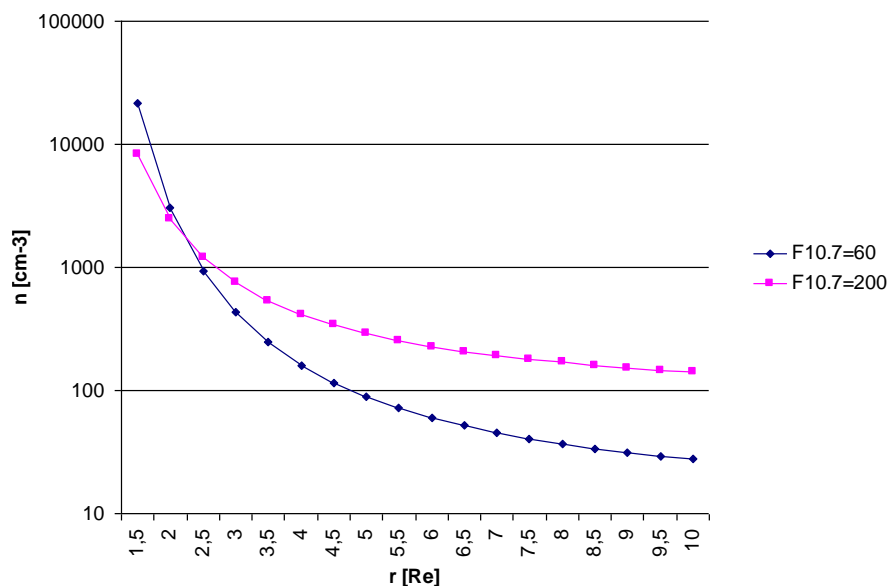


Figure 51: Densité d'hydrogène en fonction de la distance  $r$  et du flux solaire radio F10.7 pour  $LT=3$  h

Même à ce temps local, les variations de densité en fonction du F10.7 sont importantes : le rapport des valeurs est de 3.2 à 4 Re d'altitude et de 5.1 à 9 Re d'altitude. Cela souligne donc encore une fois l'importance du paramètre du flux solaire radio dans notre étude.

On notera par ailleurs que quelque soit le temps local considéré, les courbes de flux radio solaire différent se croisent à environ 2 Re soit à 1 Re d'altitude. Au-delà de cette zone, plus le flux solaire radio est fort et plus la densité d'hydrogène est forte alors qu'en deçà de 2 Re, on a exactement le comportement inverse.

#### 4.2.3.2. Influence du temps et du flux solaire radio F10.7 avec le modèle de Hodges

Le modèle de Hodges nous permet de disposer de huit jeux de données concernant la densité d'hydrogène en altitude pour un temps local donné. Le temps ne peut être paramétré que par une équinoxe ou un solstice et les valeurs de flux solaire radio ne peuvent valoir que 80, 130, 180 ou 230 S.F.U..

#### Influence des « saisons » et du flux radio solaire F10.7

Le graphe à la Figure 52 compile ainsi les densités d'hydrogène en fonction de la distance radiale  $r$  obtenues à l'équinoxe et au solstice, aux quatre différents niveaux d'activité solaire et à minuit en temps local. Le modèle de Hodges ne nous permet pas de faire de distinction entre le printemps et l'automne d'une part, et l'été et l'hiver d'autre part.

D'une part, on remarque que plus le flux radio solaire F10.7 est faible et plus la densité d'hydrogène est forte et ce, indépendamment du jour de l'année. C'est également ce qu'on avait observé avec le modèle MSIS86 lorsqu'on avait fait varier le flux F10.7 mais pour des distances radiales inférieures à 2 Re. Seulement, cette observation est valable ici quelque soit la distance radiale  $r$ . Ainsi, aux solstices, la densité d'hydrogène est 7.02 fois plus importante à 80 qu'à 230 S.F.U. pour  $r= 1.04$  Re.

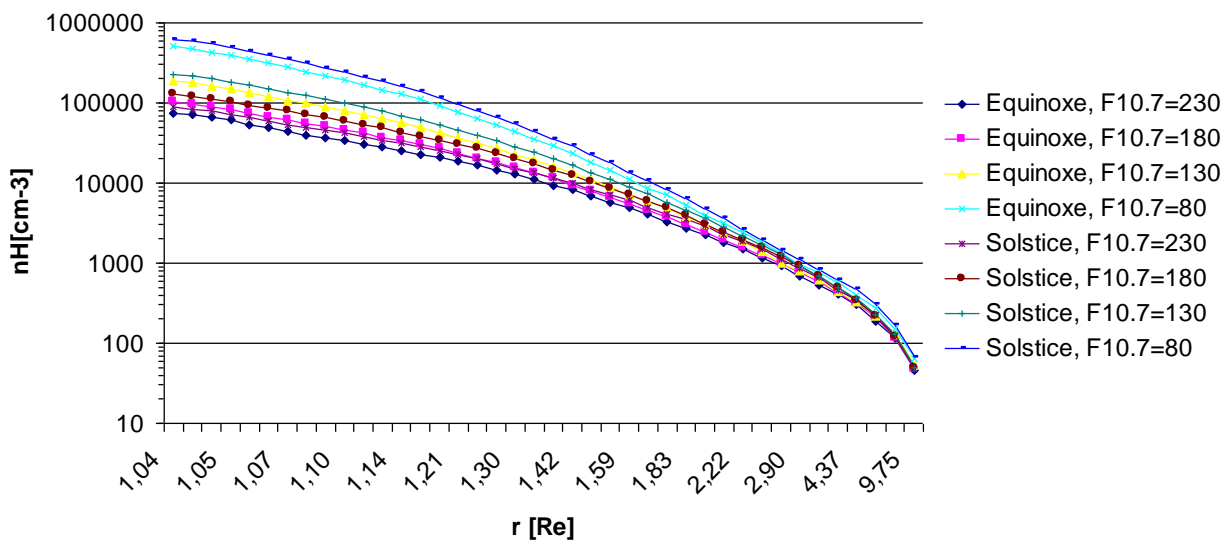


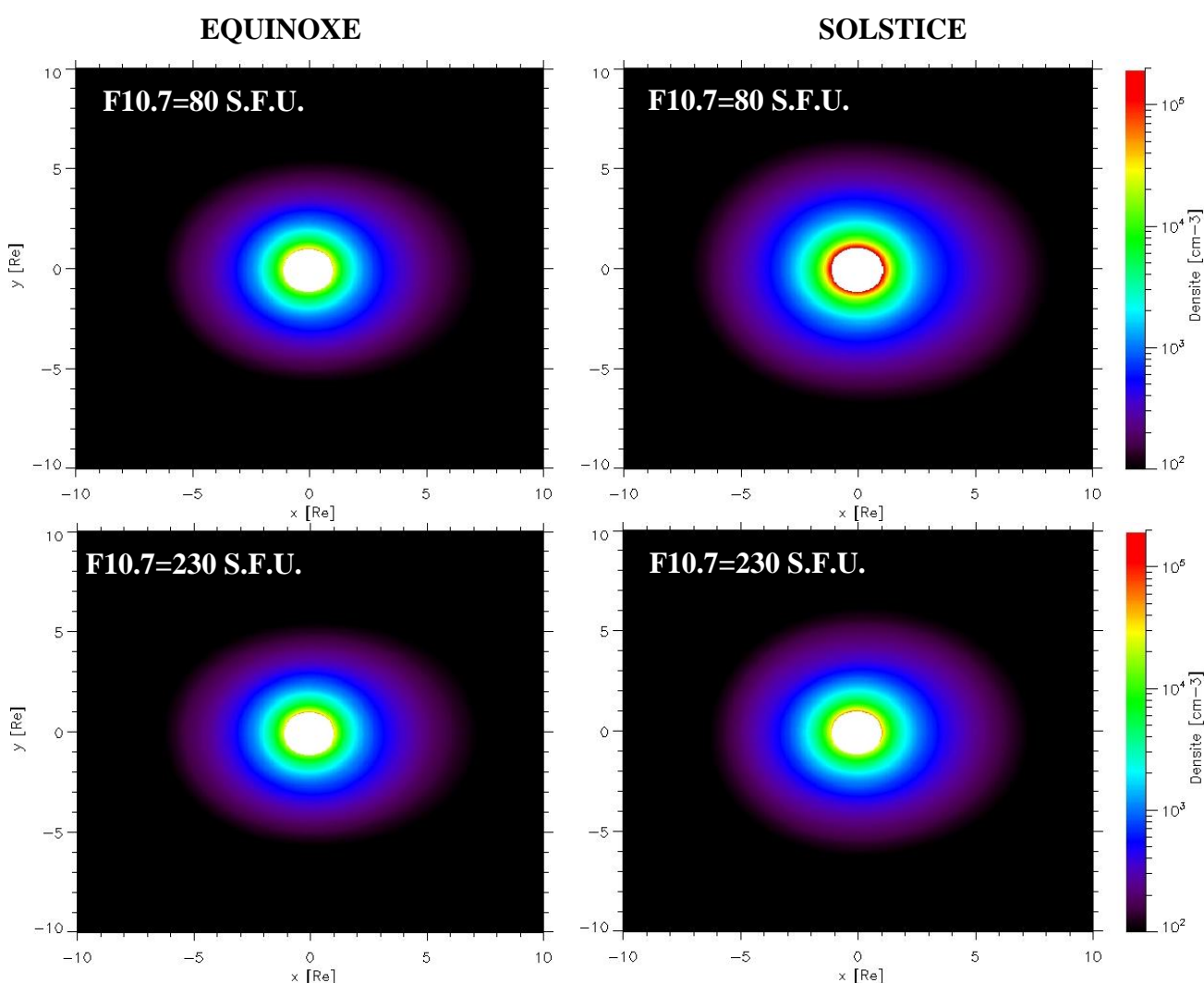
Figure 52: Densité d'hydrogène aux équinoxes/solstices pour F10.7=80, 130, 180, 230 S.F.U. à minuit



D'autre part, on remarquera que pour un flux radio solaire donné, la densité d'hydrogène est toujours plus faible au moment des équinoxes qu'aux solstices, avec un rapport maximum des densités de 1.33 pour un flux solaire radio de 180 S.F.U. et à  $r = 1.42$  Re. L'écart a tendance à diminuer à mesure que le flux solaire augmente. Cela diffère du modèle MSIS86 où les valeurs de densité d'hydrogène sont encore moins sensibles au moment de l'année considéré.

### **Influence du temps local**

La Figure 53 représente les cartographies de la densité d'hydrogène aux moments des solstices et des équinoxes pour les deux valeurs extrêmes du flux solaire radio F10.7, à savoir 80 et 230 S.F.U..



*Figure 53: Cartographies de la densité d'hydrogène aux équinoxes et solstices pour F10.7=80 et 230 S.F.U.*

Ces cartographies illustrent les résultats évoqués au paragraphe précédent. Seul le moment du solstice est propice à l'observation de l'influence du flux radio solaire sur la densité d'hydrogène : on note effectivement dans ce cas une augmentation de la densité à plus

faible valeur de flux F10.7. On observe également la dilatation de l'exosphère impliquant une hausse de la densité d'hydrogène aux solstices par rapport aux équinoxes.

Du point de vue du temps local, le modèle de Hodges diffère beaucoup du modèle MSIS86. En effet, l'influence du temps local est très peu perceptible sur ces cartographies. On choisit le cas présentant la plus forte décroissance de la densité d'hydrogène à mesure que l'altitude augmente, à savoir celui du solstice avec un flux radio solaire F10.7 de 80 S.F.U. (voir Figure 52), et on trace pour les temps locaux de 3, 9, 15 et 21 h le profil de densité en fonction de la distance radiale.

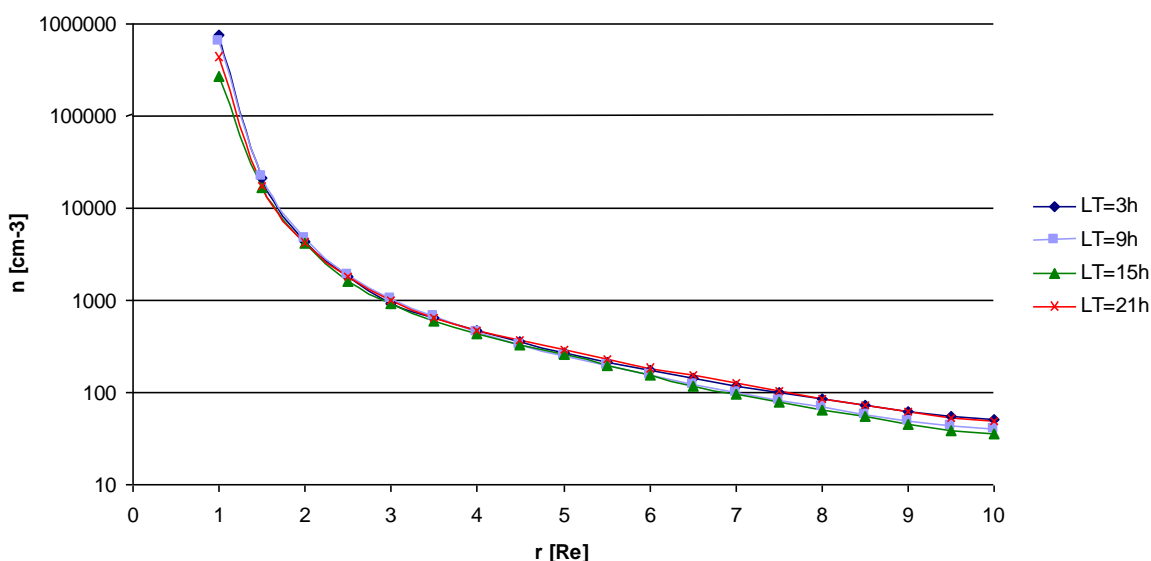


Figure 54 : Densité d'hydrogène en fonction de la distance radiale pour LT=3, 9, 15 et 21 h

Le rapport des densités d'hydrogène le plus important (soit 2.73) est relevé entre les profils à 3 h et à 15 h en temps local. Néanmoins, il est obtenu à la limite basse en altitude du modèle. Dans la région interne entre 2 et 6 Re, les différences de densité en temps local sont très faibles. Au-delà, on obtient jusqu'à 1.41 de rapport des densités à  $r=10$  Re, toujours entre les courbes de LT=3 et 15 h, ce qui reste plus faible que les résultats obtenus avec le modèle MSIS86.

#### 4.2.4. Comparaison des résultats de simulation aux mesures de Rairden (1986)

La densité d'hydrogène atomique en altitude a été mesurée grâce au satellite Dynamics Explorer 1. Les données expérimentales apportées par ce dernier ont été comparées par Rairden (1986) à la distribution de la densité exosphérique obtenue grâce au modèle de Chamberlain (1963). Les paramètres de ce modèle ont ensuite été modifiés de sorte à parvenir au meilleur ajustement avec les mesures. Cependant ce modèle n'est valable que dans les conditions très particulières des mesures effectuées, c'est pourquoi il est intéressant de le comparer à des modèles généraux dans des conditions similaires.

On évalue les résultats obtenus avec les différentes versions de MSIS et le modèle de Hodges en comparant les courbes avec la densité exosphérique d'hydrogène de Rairden. Le

premier graphe à la Figure 55 présente une comparaison des différentes versions de MSIS (MSIS86, MSISEgo, NRLMSISE00). Au-delà de 500 km, la densité d'hydrogène est calculée par la même loi d'extrapolation pour MSIS86 et MSISEgo.

Les simulations sont réalisées dans les conditions des mesures, à savoir :

- Au 287<sup>ième</sup> jour de l'année 1981 ;
- A un indice Ap de 73, correspondant à l'indice du jour des mesures (14 Octobre 1981) ;
- A un temps local de 9h24mn ;
- Au flux radio solaire du jour précédent (256.2 S.F.U.) ;
- Au flux radio solaire moyen des trois mois précédents (222.28 S.F.U.).

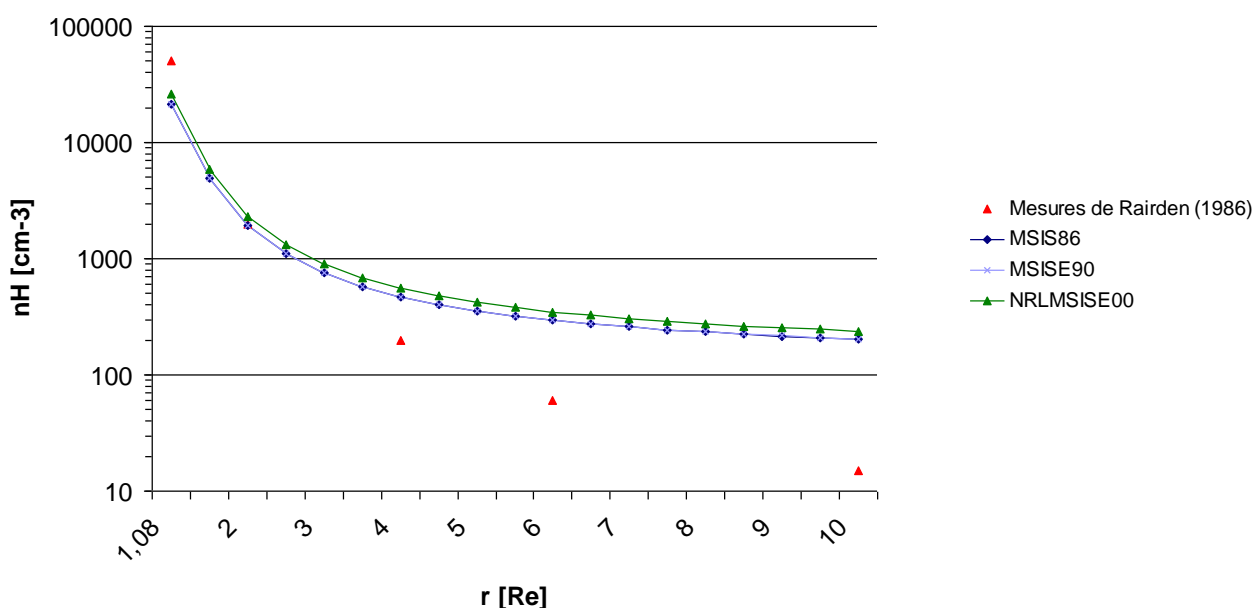


Figure 55: Densité d'hydrogène en altitude, versions MSIS comparées aux mesures de Rairden (1986)

On remarque que les modèles MSIS86 et MSISEgo donnent des résultats pour ainsi dire identiques, ceci étant probablement dû au choix d'extrapoler de la même manière les deux modèles. La version NRLMSISE00, quant à elle, a tendance à surestimer légèrement la densité d'hydrogène quelque soit la distance radiale  $r$ , si l'on compare ses résultats à ceux des versions précédentes. On obtient ainsi un rapport maximum des densités, avec le modèle MSIS86 pour référence, de 1.24 à  $r= 1.08$  Re. L'effet est plutôt bénéfique à basse altitude puisque les mesures affichent des valeurs nettement supérieures mais en revanche, à haute altitude, on s'éloigne davantage des mesures de Rairden que les modèles MSIS86 et MSISEgo ne le font. Globalement, on peut dire que les différentes versions MSIS n'apportent pas un intérêt particulier par rapport aux autres à ces altitudes. De ce fait, comme les auteurs de ses modèles privilégient le modèle MSIS86 au-dessus de 120 km (les versions postérieures améliorant notamment la prédiction à basse altitude), c'est cette version que l'on choisira pour la comparaison avec d'autres modèles.

Enfin, on peut noter que le modèle MSIS86 fournit une évolution plausible de la densité d'hydrogène en comparaison avec les mesures de Rairden jusqu'à 4 Re. Au-delà, la différence s'accroît rapidement, ce qui peut en outre être compris comme le fait que l'extrapolation est de moins en moins adaptée à mesure que l'on s'éloigne de la Terre.

A présent, on compare l'évolution de la densité d'hydrogène en fonction de la distance radiale  $r$  entre les mesures exploitées par Rairden (1986) et les deux modèles testés : MSIS86 et le modèle de Hodges. Les simulations sont réalisées dans des conditions similaires aux mesures ou quasi (on prendra  $F_{10.7} = 230$  S.F.U. et le moment de l'équinoxe pour le modèle de Hodges).

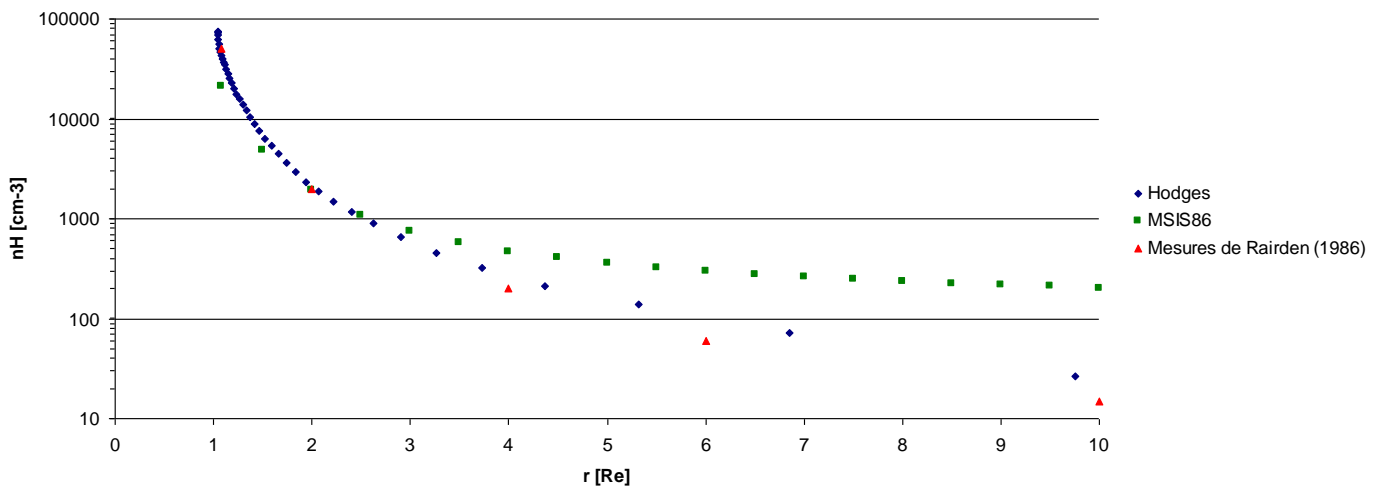


Figure 56: Comparaison des mesures de Rairden (1986) aux modèles MSIS86 et de Hodges

D'emblée, il apparaît que le modèle de Hodges rend mieux compte de l'évolution de la densité d'hydrogène en altitude. Avec le modèle MSIS86, on peut facilement avoir un ordre de grandeur de différence entre la densité d'hydrogène mesurée par Rairden et celle évaluée par le modèle pour certaines distances radiales données. Notons que cela peut s'expliquer aussi par le fait que l'extrapolation de MSIS86 est de moins en moins bonne à mesure que l'on s'éloigne de la Terre. *A contrario*, on obtient d'excellents résultats avec le modèle de Hodges bien que son paramétrage ne corresponde pas exactement aux conditions des mesures de Rairden. Notons toutefois qu'il convient de rester prudent sur l'utilisation de ce modèle qui n'est défini que pour un indice  $A_p$  de 15, même si on a pu voir avec le modèle MSIS86 que l'influence de l'indice  $A_p$  ne semble pas très importante sur la densité.

Les données du Tableau 11 permettent de se faire une idée de l'écart existant entre la réalité, ou tout du moins le modèle empirique construit par Rairden avec des mesures réalisées dans des conditions particulières, et les modèles MSIS86 et de Hodges. Les ratios donnés pour le modèle de Hodges sont plus un ordre de grandeur qu'une valeur précise étant donné que le modèle ne fournissait pas de résultat aux altitudes souhaitées.

Bien que les conditions simulées ne correspondent pas réellement aux conditions des mesures de Rairden, il apparaît néanmoins que le modèle de Hodges soit le plus approprié

globalement pour avoir une idée de quelle doit être la valeur de la densité d'hydrogène. Comme nous l'avons mentionné précédemment, plus on s'éloigne de la Terre et plus l'estimation du modèle MSIS86 est mauvaise. Cependant, jusqu'à une distance radiale de 4 Re, ce modèle décrit encore raisonnablement la région interne de la magnétosphère à un facteur 2 près, avec une plus grande facilité de paramétrabilité.

Distance radiale r [Re]	1.08	2	4	6	10
<b>Rapport des densités</b> <i>Modèle MSIS86</i>	Sous-estimation de 2.36	Sous-estimation de 1.04	Surestimation de 2.36	Surestimation de 4.92	Surestimation de 13.54
<b>Rapport des densités</b> <i>Modèle de Hodges</i>	Sous-estimation de 1.15	Surestimation de 1.16	Surestimation de 1.62	Surestimation de 2.32	Surestimation de 1.75

*Tableau 11: Ordre de grandeur des erreurs commises avec l'utilisation des modèles MSIS86 et de Hodges en comparaison avec les mesures de R. L. Rairden*

#### **4.2.5. Bilan**

L'étude réalisée ici a permis de distinguer différents modèles d'exosphère quant à leur aptitude à retracer les mesures obtenues par *Rairden (1986)* dans des conditions bien particulières.

La comparaison des modèles MSIS86, MSISEgo et NRLMSISEoo aura mis en évidence que les versions MSIS86 et MSISEgo donnent des résultats pratiquement identiques au-delà de 500 km, ce qui peut en outre être expliqué par l'utilisation de la même extrapolation au-delà de cette altitude. La version NRLMSISEoo, quant à elle, surestime légèrement les valeurs apportées par les modèles précédemment cités (au maximum de 1.24 fois à 500 km d'altitude). Son intérêt est donc limité dans le cas de notre utilisation, d'autant plus que les auteurs de ces modèles privilégient la version MSIS86 au-delà de 120 km d'altitude !

L'analyse de la variation de la densité d'hydrogène en fonction de la variation indépendante des paramètres d'entrée du modèle MSIS86 aura permis de comprendre dans quelle mesure le modèle est sensible à chacun de ces paramètres. On aura ainsi pu observer que la densité d'hydrogène a tendance à diminuer à partir du printemps jusqu'à l'hiver. Cependant le jour de l'année n'a qu'un impact minime sur les résultats en densité : on a tout au plus un rapport des densités de 1.14 à 10 Re entre le printemps et l'hiver, et un rapport de 1.09, respectivement à 10 et 1.5 Re, en considérant les deux équinoxes d'une part et les deux solstices d'autre part. Par ailleurs, les cartographies de densité d'hydrogène auront mis en évidence la forme de l'exosphère et notamment sa dilatation maximale vers 15:00 LT. L'analyse de la densité d'hydrogène en fonction de l'altitude aux temps locaux de 3, 9, 15 et 21 h aura confirmé cette observation. En effet, la densité d'hydrogène est bien plus importante à 15:00 LT qu'aux autres temps locaux : on a ainsi un rapport maximum des densités de 2.19 à 10 Re entre le profil à 21:00 LT et celui à 15:00 LT. De manière générale, l'étude en temps local permet de se rendre compte de l'importance de la dualité jour/nuit (on relève un rapport maximum des densités de 1.22 à 10 Re entre les profils à 21:00 LT et à

09:00 LT). Par ailleurs, les variations de l'indice Ap conduisent à des variations en densité plus importantes que celles obtenues en faisant varier les saisons. On obtient jusqu'à un rapport des densités d'hydrogène de 2.25 à 10 Re en comparant le profil obtenu pour un Ap de 15 à celui obtenu pour un Ap de 200. Le fait étonnant est que ce maximum est observé à 03:00 LT alors qu'on aurait pu s'attendre de le voir à 15:00 LT. Enfin, les variations du flux solaire radio sont celles qui conduisent aux plus importantes variations de densité d'hydrogène : on observe ainsi, pour un temps local de 15 h, un rapport maximum de 5.8 à 10 Re entre les profils de densité correspondant respectivement aux flux solaires radio de 60 et 200 F.S.U.. A la distance radiale de 5 Re, la densité pour un flux solaire radio de 200 F.S.U. est de 3.8 fois celle correspondant à 60 FSU. La connaissance du flux solaire radio s'avère donc capitale pour une correcte modélisation de l'exosphère avec le modèle MSIS86 et par conséquent, pour une correcte estimation des pertes. Le flux solaire radio étant assez bien corrélé au flux solaire U.V., il est logique à fort flux de s'attendre à une augmentation importante de la densité. Néanmoins l'inverse se produit pour des distances radiales inférieures à 2 Re.

Bien que le modèle de Hodges soit moins paramétrable, le même type d'étude a été entrepris. On constate que globalement la densité d'hydrogène est plus faible aux équinoxes qu'aux solstices, jusqu'à 1.33 fois avec un flux solaire radio de 180 S.F.U. et à  $r=1.42$  Re. Ce modèle se présente donc comme étant davantage sensible aux variations saisonnières que ne l'est le modèle MSIS86. En revanche, l'observation faite en deçà de 2 Re, avec le modèle MSIS86, de la baisse de densité d'hydrogène lorsque le flux solaire radio croît, se confirme de nouveau : c'est ce qu'on observe aux solstices, où la densité d'hydrogène est 7.02 fois plus importante à un flux solaire radio de 80 qu'à 230 S.F.U. pour une distance radiale de 1.04 Re. Par ailleurs, on notera que dans la région interne entre 2 et 6 Re, l'influence du temps local est négligeable.

La comparaison des modèles MSIS86 et de Hodges aux mesures de Rairden aura permis de parvenir aux conclusions suivantes :

- Le modèle MSIS86 fournit une évolution plausible de la densité d'hydrogène jusqu'à 4 Re. Au-delà de cette distance radiale, les différences s'accroissent rapidement en comparaison avec les mesures, ce qui peut sans doute être justifié par l'extrapolation utilisée qui est de moins en moins adaptée à mesure que l'on s'éloigne de la Terre. Néanmoins le modèle présente une sensibilité en temps local vraisemblablement intéressante, bien que la comparaison à des mesures de densité dans un seul et unique cas ne nous permet pas de le démontrer.
- Le modèle de Hodges donne une bonne estimation des mesures de Rairden malgré une paramétrisation moins évidente de celui-ci. Il convient néanmoins de remarquer que ce modèle a été établi pour des conditions de faible activité magnétique ( $A_p=15$ ).

Ainsi, le modèle de Hodges retraçant bien l'évolution de la densité d'hydrogène observée avec les mesures de Rairden, on choisira de s'y référer en gardant à l'esprit tout de même qu'il n'est valable que pour des conditions de faible activité magnétique. Lorsque ces conditions ne sont pas vérifiées, il peut être intéressant de venir comparer les résultats à ceux du modèle MSIS86 qui fournit une estimation « acceptable » de la densité d'hydrogène, à un facteur 2 près, jusqu'à 4 Re en distance radiale.

On retrouve en annexe D les principales différences résultant d'un changement de modèle d'exosphère ou de l'un de ses paramètres.

### 4.3. Estimation de la perte de particules

#### 4.3.1. Calcul de la probabilité de perte des particules

La probabilité de perte des protons le long de leur trajectoire s'exprime comme le produit de la fréquence de charge  $1/\tau_{\text{trajectoire}}$ , définie au 4.1.1, par la résolution temporelle du calcul, à savoir le pas de temps  $\Delta t$ .

En pratique, on calcule la probabilité  $p$  de particules restantes le long de leur trajectoire de la manière suivante :

$$p = \prod_{i=1}^n \left(1 - \frac{\Delta t}{\tau_i}\right) \quad (34) \quad \text{avec } \Delta t \ll \tau_i.$$

avec  $1/\tau_i$ , la fréquence d'échange de charge au  $i^{\text{ème}}$  pas de temps  $\Delta t$ .

Pour le calcul de la fréquence, la densité locale d'hydrogène  $n_H$  nous est donnée par le modèle d'exosphère et la vitesse du proton incident  $v_p$  ainsi que la surface efficace d'échange de charge  $\sigma_{\text{éch}}$  sont obtenues à partir de l'énergie cinétique de la particule.

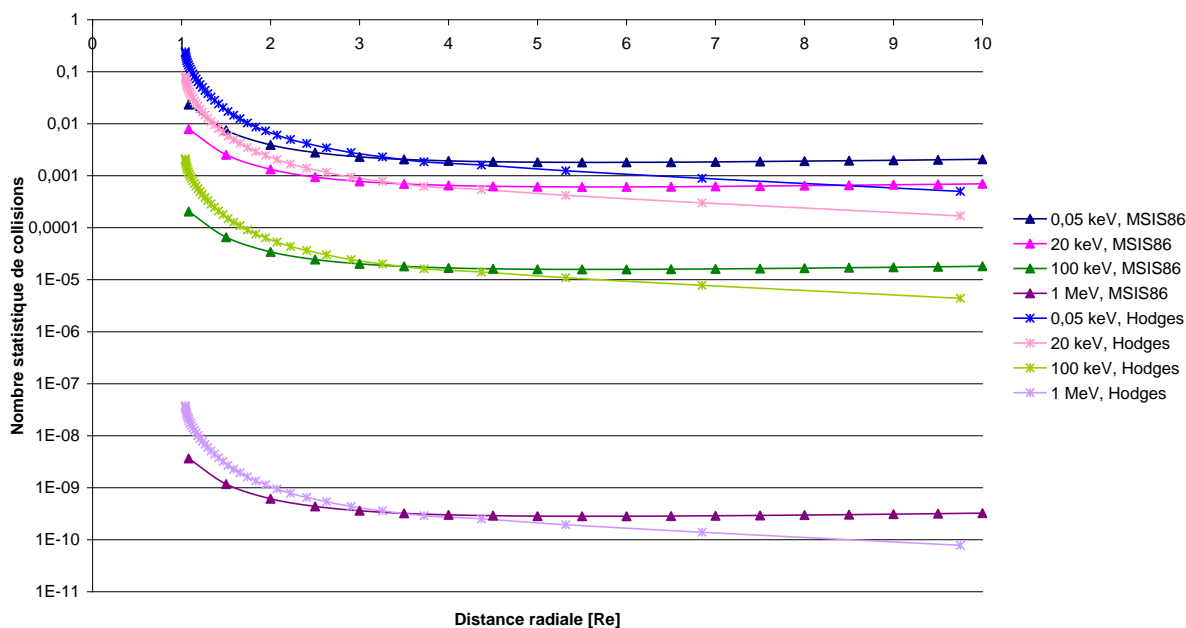


Figure 57 : Probabilité d'échange de charge pour différentes énergies de proton incident selon les modèles d'exosphère de Hodges et MSIS86

La Figure 57 donne un ordre d'idée de la probabilité de la réaction d'échange de charge entre un atome d'hydrogène de l'exosphère et un proton incident de différentes énergies. Le calcul a été réalisé en tenant compte de la surface efficace d'échange de charge donnée par la courbe de la Figure 4.1 et de la densité locale d'hydrogène fournie par les modèles

d'exosphère de Hodges et MSIS86 dans les conditions des mesures de R. L. Rairden. Comme évoqué au 4.1.2, on s'aperçoit effectivement que cette probabilité diminue rapidement à mesure que l'énergie croît. Au-delà de 4 Re, la probabilité de la réaction évolue peu (avec le modèle de Hodges) ou plus (avec MSIS86). En-deçà de cette distance, la décroissance est rapide, notamment avec le modèle de Hodges dont la densité d'hydrogène à basse altitude est plus importante qu'avec le modèle MSIS86 comme nous l'avons vu au 4.2.4. On a d'ailleurs par conséquent une sous-estimation de la probabilité de la réaction dans cette région avec le modèle MSIS86 et une légère surestimation au-delà de 4 Re si on prend le modèle de Hodges comme référence.

### 4.3.2. Exemple d'application

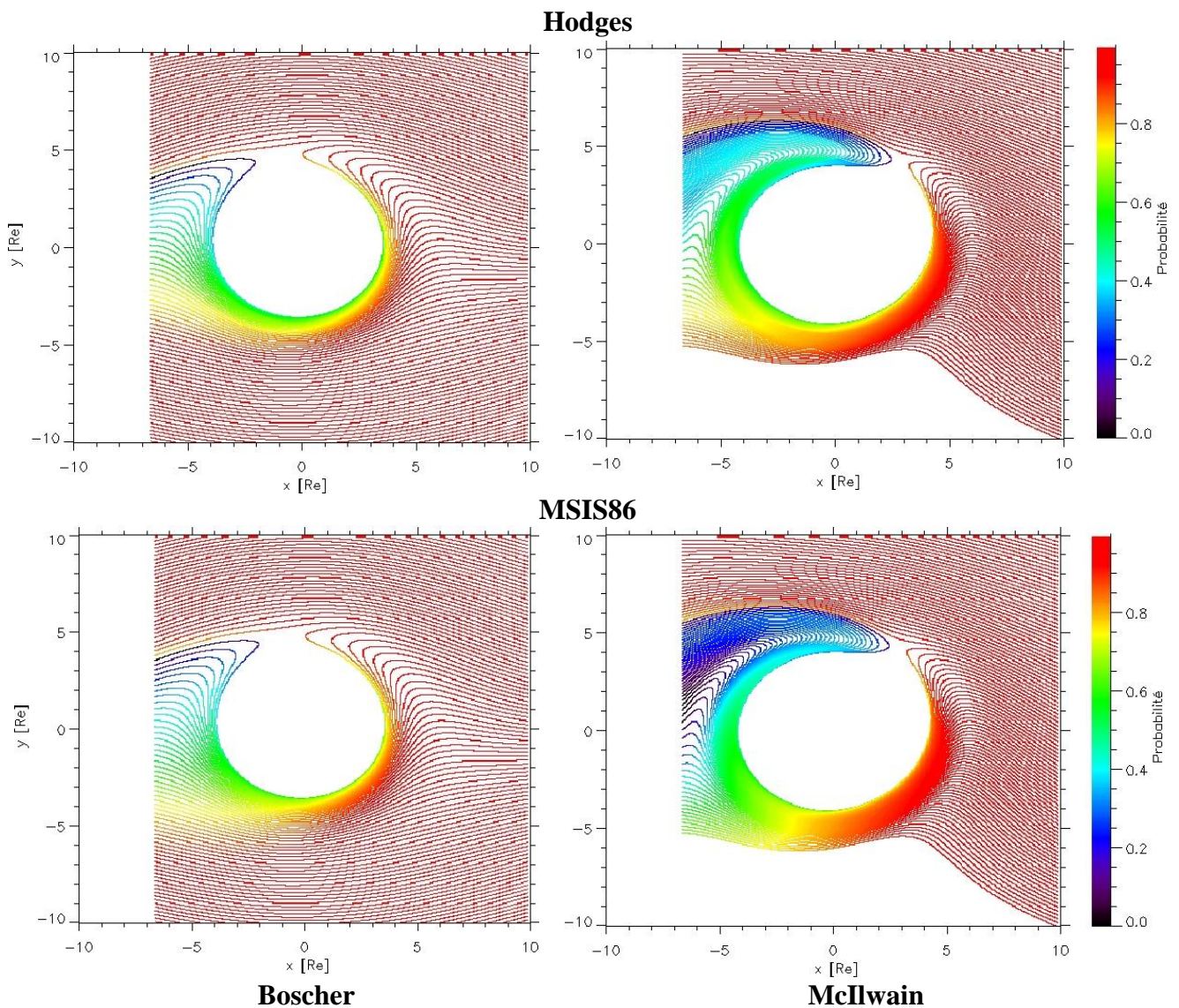


Figure 58: Probabilité de particules restantes au cours du temps avec un modèle de champ électrique de Boscher ou de McIlwain et un modèle d'exosphère de Hodges ou MSIS86



On choisit de faire partir 100 protons à  $X= 10 \text{ Re}$  (côté nuit) et également répartis depuis  $Y= -10 \text{ Re}$  à  $Y= 10 \text{ Re}$ . L'équateur propre au repère GEO des modèles d'exosphère est confondu avec ceux relatifs aux modèles de champs, d'après l'hypothèse émise et justifiée au début du chapitre. L'énergie de départ des protons est de 1 keV. Les conditions de simulation sont celles décrites au 4.2.4 et l'estimation des pertes est réalisée avec les modèles d'exosphère de Hodges et MSIS86. La Figure 58 présente donc la probabilité de particules restantes le long de leur trajectoire au cours du temps, avec une résolution de 1 s. On utilise le modèle de champ magnétique de Tsyganenko 1989 et les modèles de champ électrique de Boscher et de McIlwain.

Bien que les trajectoires des particules changent d'un modèle de champ électrique de type Volland & Stern à celui de McIlwain, deux observations peuvent être faites dans les deux cas. Tout d'abord, on remarque que les pertes concernent avant tout les particules s'approchant au plus près de la Terre. En effet, ces particules ralentissent à l'approche de la Terre car l'intensité du champ magnétique augmente. Or, plus le temps de résidence est long et plus la probabilité de perte augmente. De plus, on observe que les pertes maximales se produisent environ entre 09:00 LT et 12:00 LT, pour un champ électrique de type Volland & Stern, et de façon un peu plus large, entre 03:00 LT et 12:00 LT avec le champ de McIlwain quelque soit le modèle d'exosphère considéré. D'une part, comme il s'agit des régions les plus lointaines en terme de temps pour que les particules puissent y parvenir, il est logique d'avoir d'ores et déjà une perte assez conséquente. D'autre part, il s'agit de régions où le temps de résidence des particules est naturellement long en raison du tiraillement entre le mouvement de corotation et le mouvement de dérive. Cela explique donc pourquoi les pertes sont maximales dans ces régions.

Le changement de modèle d'exosphère n'a quasiment pas d'influence sur les résultats obtenus avec le champ électrique de Boscher. La seule différence importante se trouve dans le cas de l'utilisation d'un champ électrique de McIlwain où l'on note une intensification de la perte de particules dans le secteur 06:00-12:00 LT. Ceci n'est pas étonnant puisque l'on a vu que le modèle MSIS86 surestimait davantage la densité exosphérique d'hydrogène que le modèle de Hodges, et par conséquent les pertes, dans les conditions des mesures de R. L. Rairden au-delà de 4 Re.

### **4.3.3. Bilan**

Dans l'espace, les particules subissent de multiples interactions. Parmi elles, l'échange de charge entre un proton et un atome d'hydrogène est le mécanisme le plus souvent rencontré et le plus producteur de pertes. D'où l'intérêt d'avoir modélisé l'exosphère pour connaître la densité d'atomes d'hydrogène en fonction de l'altitude et du temps local.

Une brève étude des pertes aura montré que ces dernières sont maximales :

- pour des particules d'énergie voisine de 10 keV ;
- à l'approche de la Terre ;
- aux points de rebroussement des trajectoires, causés par l'opposition corotation / dérive des particules, et entraînant par la même occasion des temps de résidence longs dans ces zones.

# Chapitre 3

---

ETUDE DU CHAMP ELECTRIQUE DANS  
LA MAGNETOSPHERE INTERNE A  
PARTIR DES MESURES NOAA POES

L'importance du rôle du champ électrique pour le transport des particules ayant été établie dans le chapitre précédent, on cherche ici à déterminer la part d'action du phénomène de double échange de charge et du champ électrique de convection sur la population de protons observée pour de faibles valeurs de L dans la région équatoriale. Ensuite, on tâchera de caractériser le champ électrique responsable de la pénétration d'électrons et de protons à très basse altitude au cours d'orages, en s'appuyant sur des événements de différents niveaux d'activité magnétique.

## **1. MESURES DU FLUX DE PARTICULES AVEC LES SATELLITES NOAA POES**

### **1.1. L'instrumentation SEM-2 à bord des satellites NOAA POES**

Les satellites *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA) *Polar Orbiting Environmental Satellites* (POES) ont pour mission de détecter et contrôler les flux incidents d'ions énergétiques et d'électrons dans l'atmosphère et le proche environnement spatial (*Evans et Greer, 2000*).

L'instrumentation de seconde génération *Space Environment Monitor* (SEM-2), à bord du satellite NOAA POES 15 depuis son lancement en 1998, contient deux types d'instruments chargés de surveiller l'environnement radiatif proche de la Terre à 800-850 km d'altitude sur une orbite polaire (98° d'inclination) et héliosynchrone. En raison de son orbite, le satellite passe toujours aux mêmes temps locaux à l'équateur (à environ 18:00 MLT pour la partie montante de l'orbite et par conséquent, vers 06:00 MLT pour la partie descendante), avec une période orbitale de 105 minutes. En plus de l'instrument *Total Energy Detector* (TED) à bord qui fournit les données nécessaires à la détermination du niveau d'activité aurorale, SEM-2 inclue également l'instrumentation *Medium Energy Proton and Electron Detector* (MEPED) qui évalue l'intensité des radiations de particules de haute énergie jusqu'aux rayons cosmiques. La disposition des instruments est schématisée à la Figure 59.

L'instrumentation MEPED comprend quatre détecteurs silicium orientés, assemblés par paires, et quatre détecteurs silicium omnidirectionnels distincts. Concernant les détecteurs orientés, on dispose d'une paire regardant à -9° en direction du zénith (détecteur 0°) et d'une autre permettant de regarder dans la direction parallèle au champ magnétique aux latitudes équatoriales (détecteur 90°). Pour chaque paire de détecteurs, l'un est dédié aux mesures du flux d'électrons dans trois gammes d'énergie, au-delà respectivement de 30, 100 et 300 keV, tandis qu'un autre est dédié aux mesures du flux de protons parmi les six gammes d'énergie suivantes : 30–80, 80–250, 250–800, 800–2500, 2500–6900 et au-delà de 6900 keV. Ils possèdent tous un champ de vue de 30° et un facteur géométrique nominal de 0.01 cm<sup>2</sup>.sr. L'architecture de ces détecteurs est illustrée à la Figure 60. L'ouverture du détecteur est définie en fonction du nombre de particules que l'on souhaite compter, de la gamme d'énergie que l'on souhaite mesurer et de l'altitude à laquelle le satellite est placé. En théorie, un million de particules au maximum peut être comptabilisé ici en une seconde. Si l'ouverture est dimensionnée trop grande, le détecteur sature.

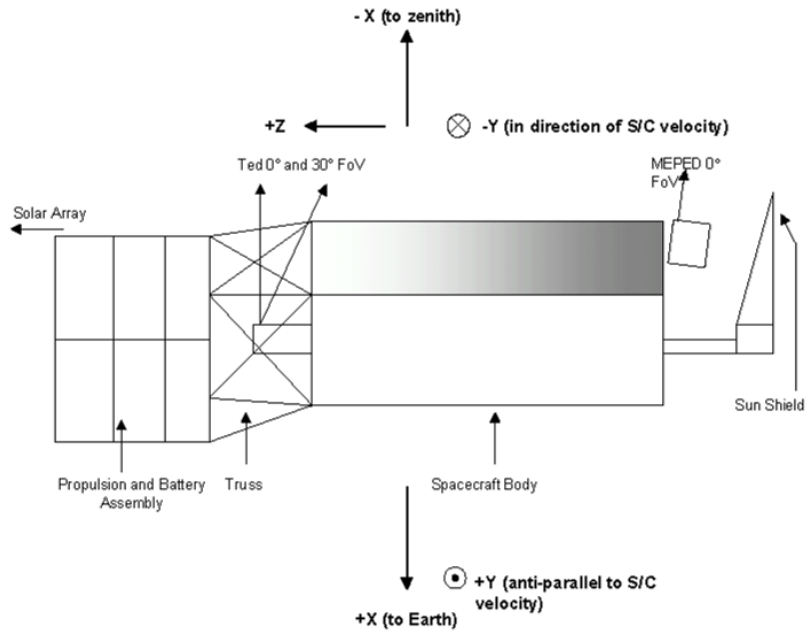


Figure 59: Schématisation du pack SEM-2 à bord du satellite NOAA POES 15

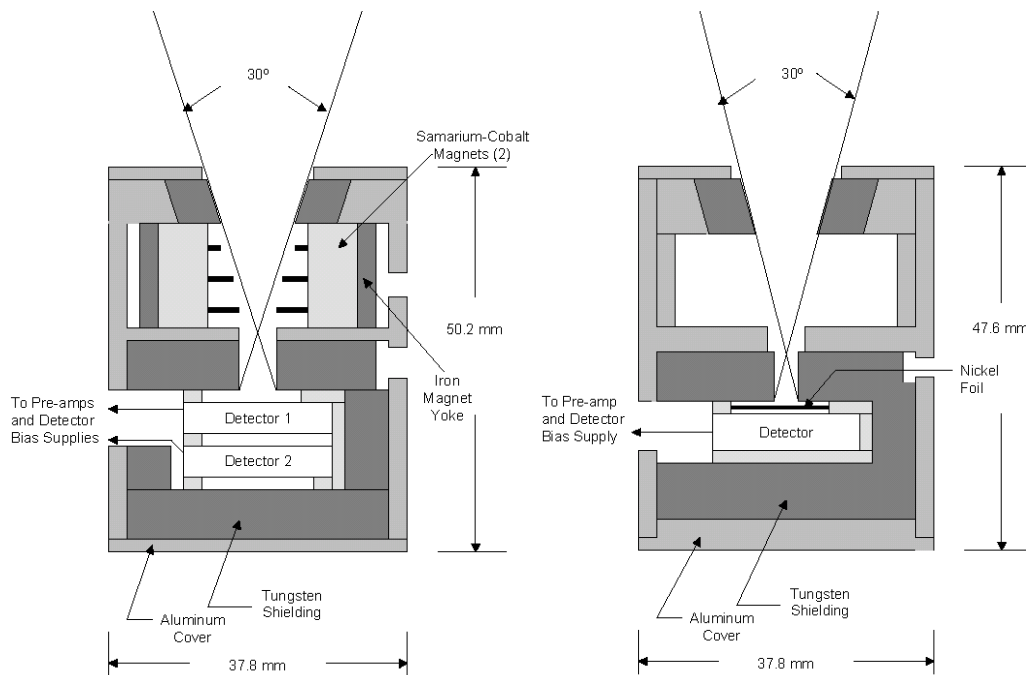


Figure 60: Architecture des détecteurs proton (à gauche) et électron (à droite)

Concernant le détecteur de protons, un champ magnétique intense à l'entrée de celui-ci permet d'éliminer les électrons dont l'énergie ne dépasse pas 700 keV en les déviant. Cependant, plus l'énergie des électrons entrant dans le champ de vision du détecteur est importante et moins la déviation par les aimants est efficace. Des électrons de haute énergie peuvent ainsi contaminer les mesures de protons. Heureusement, à cette altitude, il est moins fréquent de rencontrer des électrons de haute énergie que des protons de faible énergie. A l'entrée du détecteur, les protons quant à eux poursuivent en ligne droite et parviennent à la première diode. Deux cas de figure peuvent se présenter : soit le proton est

arrêté à la première diode, soit il la traverse en perdant de l'énergie et atteint la seconde diode. Dans ce dernier cas, il est néanmoins possible de déduire l'énergie initiale incidente de la particule (voir la forme de la fonction de l'énergie déposée sur la diode en fonction de l'énergie incidente du proton sur la Figure 61). Quand la particule arrive sur la diode, elle déplace les charges dans la capacité *grosso modo* en 1 ms.

Les dégâts causés par les radiations sur le détecteur deviennent conséquents après deux ou trois ans de service. C'est la raison pour laquelle il est important d'être prudent dans l'interprétation des données obtenues au-delà de cette période opérationnelle.

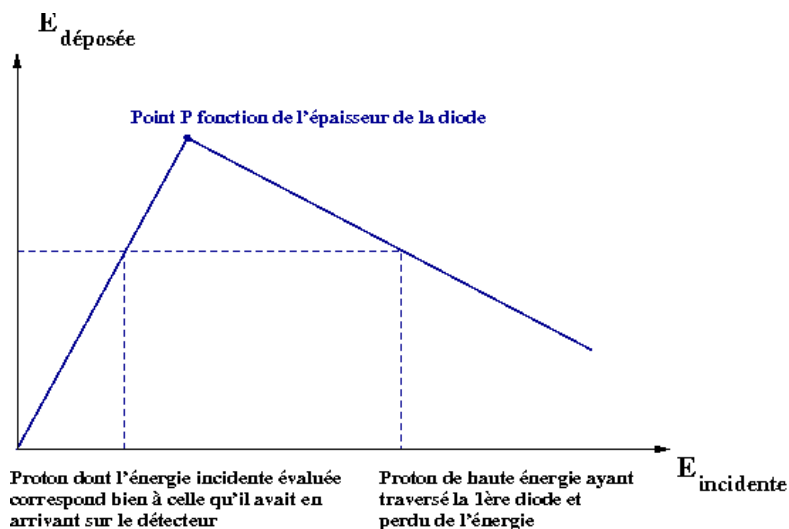


Figure 61: Fonction de l'énergie déposée sur la diode versus l'énergie incidente du proton

On notera que le détecteur consacré aux électrons est sensible aux protons d'énergie comprise entre 150 et 1200 keV et également aux protons de très haute énergie de l'Anomalie de l'Atlantique Sud (SAA). Cependant, leur contribution à la réponse totale du capteur n'est en général pas significative (excepté dans la SAA où il est nécessaire de faire attention à l'interprétation des données). Tout comme le détecteur dédié aux protons, il peut aussi détecter des ions lourds, mais leur population dans ces régions est supposée être négligeable devant la prédominance des protons.

En plus de ces instruments, l'ensemble MEPED contient également quatre détecteurs silicium omnidirectionnels ( $120^\circ$  d'ouverture), dont le rôle est de mesurer les flux de protons de très haute énergie (16-275 MeV) générés lors d'éruptions solaires. Par la suite, on s'intéressera cependant uniquement aux résultats fournis par les quatre détecteurs basse énergie de MEPED.

## 1.2. Observations préliminaires

Le satellite NOAA POES 15 considéré ici est mis à poste depuis Juin 1998 à une altitude de 850 km environ. L'avantage de ce type de satellite réside dans les caractéristiques de son orbite qui permettent des observations à deux temps locaux spécifiques (environ 06:00 et 18:00 MLT pour NOAA POES 15), sur une large échelle en L (paramètre de McIlwain) et en

temps (presque un cycle solaire). A noter que depuis 2002, coexistent au moins trois satellites NOAA POES avec l'ensemble instrumental SEM-2 à leur bord. Comme chacun d'eux est placé à différents temps magnétiques locaux, cela permet d'introduire une dimension supplémentaire intéressante pour ce type d'étude.

La Figure 62 et la Figure 63 représentent respectivement les cartographies du flux moyen de protons dans la gamme d'énergie 30-80 keV et d'électrons d'énergie supérieure à 30 keV, vu par les détecteurs 0° et 90° du satellite NOAA POES 15, à une période donnée, en l'occurrence le mois d'avril 2004.

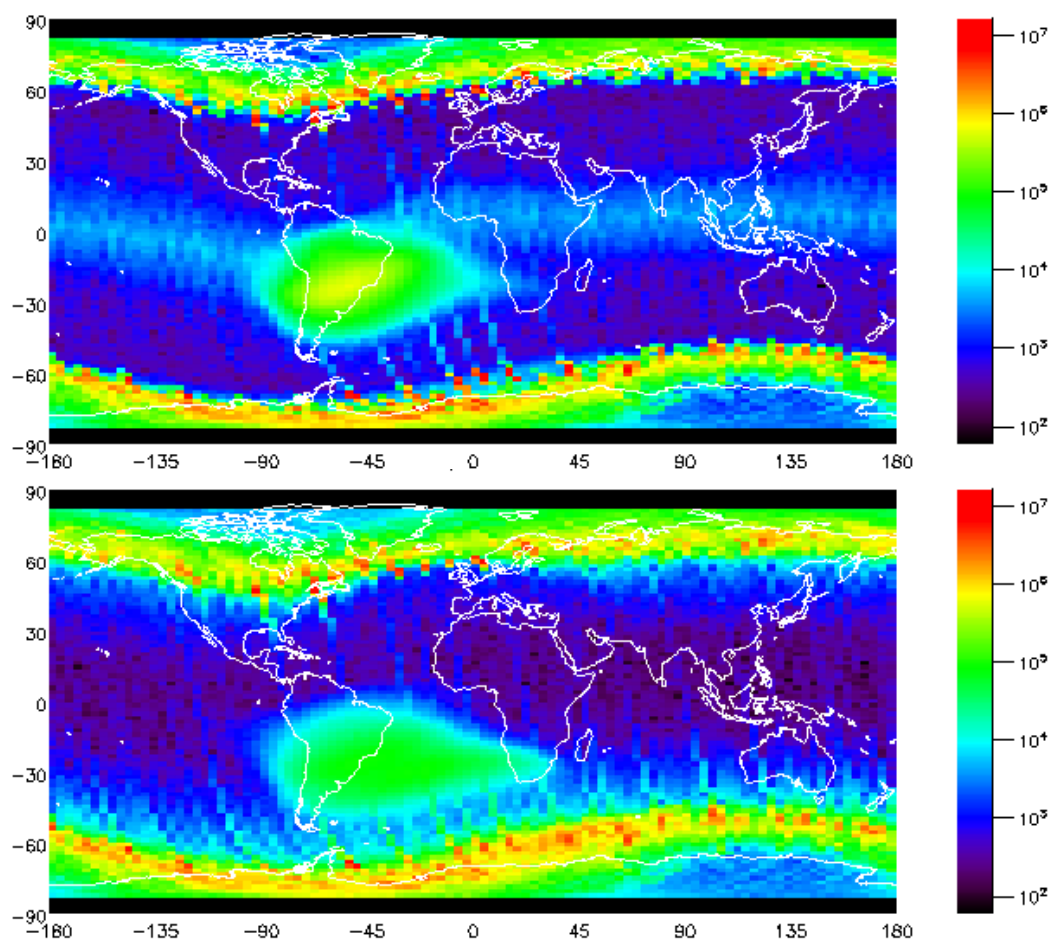


Figure 62: Cartographie du flux moyen de protons de la gamme d'énergie 30-80 keV ( $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{MeV}^{-1}$ ) vu par NOAA POES 15 en Avril 2004 avec les détecteurs 0° (en haut) et 90° (en bas)

Pour chacune de ces cartographies, on remarquera la présence de :

- la ceinture externe en haut et en bas de la figure, dont la visibilité est limitée à 82° de latitude Nord ou Sud en raison de l'inclinaison de l'orbite et dont la forme ondulée tient au fait que le dipôle magnétique est décalé de 11° par rapport à l'axe de rotation terrestre. On notera que davantage de particules sont observées dans la ceinture aux latitudes Sud, toujours en raison de ce décalage du dipôle. On observe d'ailleurs à la Figure 63 la formation d'une deuxième ceinture d'électrons avec le détecteur 90°.

- L'Anomalie de l'Atlantique Sud, s'étalant grossièrement de  $-30^\circ$  à  $0^\circ$  en latitude et de  $-90^\circ$  à  $30^\circ$  en longitude. Il s'agit de l'endroit où les particules peuvent miroiter à plus basse altitude. Le champ magnétique terrestre y est plus faible. L'Anomalie de l'Atlantique Sud contient à la fois des protons et des électrons piégés, cependant l'anomalie telle que nous la voyons à la Figure 63 pour les électrons est due en réalité à de la contamination par des protons de très haute énergie (plusieurs dizaines de MeV), ce qui est le cas d'ailleurs pour les trois premières gammes d'énergie en électron de ces détecteurs.

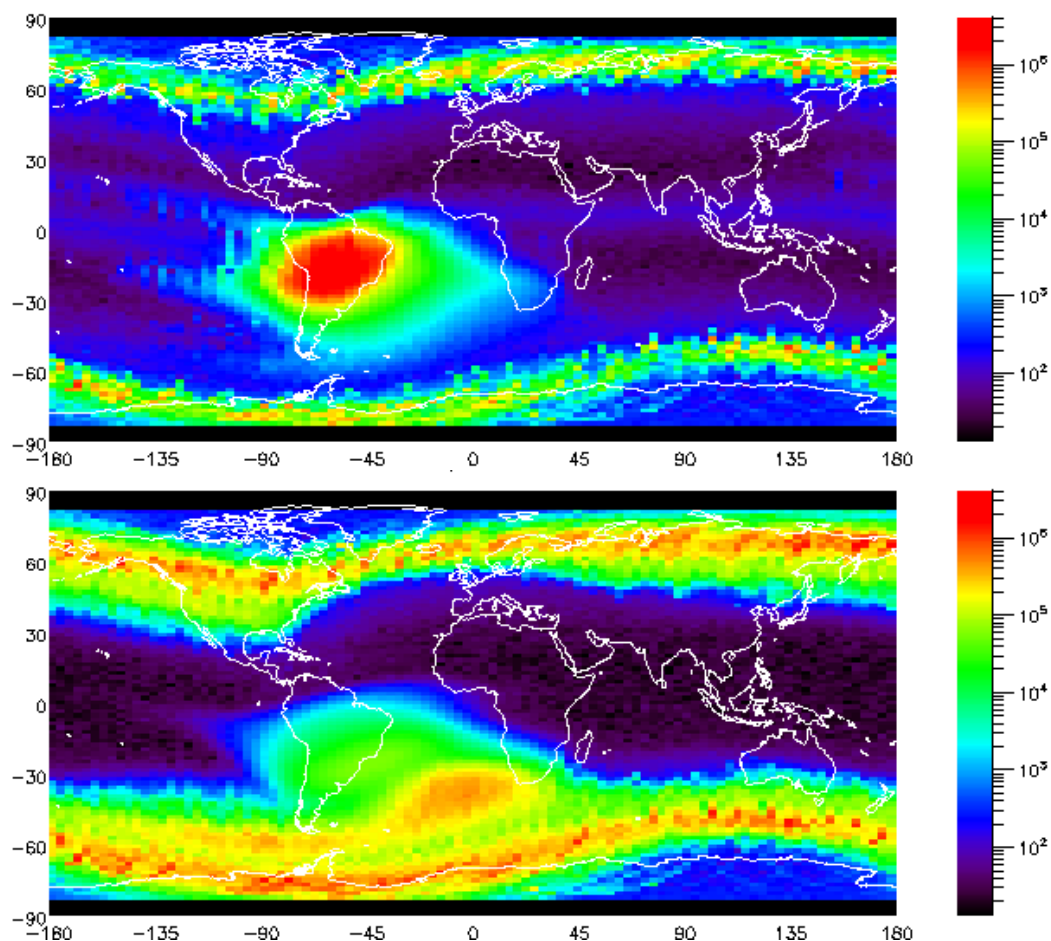


Figure 63 : Cartographie du flux moyen d'électrons d'énergie supérieure à 30 keV ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) vu par NOAA POES 15 en Avril 2004 avec les détecteurs  $0^\circ$  (en haut) et  $90^\circ$  (en bas)

En un point donné de la cartographie, notons que le satellite peut être indifféremment à un temps local ou à un autre (plus précisément ici à 06:00 ou 18:00 MLT).

On remarquera par ailleurs que les plus grandes différences obtenues entre les détecteurs  $0^\circ$  et  $90^\circ$  résident principalement dans la partie centrale de la cartographie. Ceci s'explique assez simplement à l'aide de la Figure 64 : pour des valeurs de L importantes ( $L \geq 4$ ), les deux détecteurs voient à peu près le même niveau de flux de particules, l'un voit des particules piégées (détecteur  $90^\circ$ ) et l'autre voit des particules qui précipitent (détecteur  $0^\circ$ ). A plus faibles valeurs de L, les observations des détecteurs se différencient. On l'identifie aisément avec la région comprise entre  $-65^\circ$  et  $-35^\circ$  en latitude et  $-90^\circ$  et  $45^\circ$  en longitude sur la

Figure 62 et la Figure 63 : le détecteur  $90^\circ$  mesure un fort flux de particules piégées que le détecteur  $0^\circ$  ne voit pas compte tenu de son orientation.

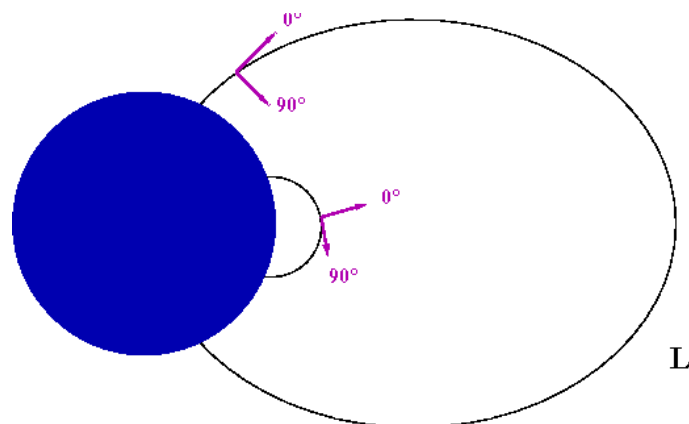


Figure 64 : Configuration des détecteurs  $0^\circ$  et  $90^\circ$  de l'instrumentation MEPED sur les lignes de champ terrestre

Ainsi, comme il s'agit essentiellement du transport de particules qui nous intéresse ici, on choisira de travailler par la suite avec le détecteur  $0^\circ$ , ce dernier étant plus propice à l'observation, à de faibles valeurs de  $L$ , de particules pénétrant dans la magnétosphère interne. La Figure 65 permet de lire les cartographies précédentes du flux de protons et d'électrons en fonction du paramètre  $L$ .

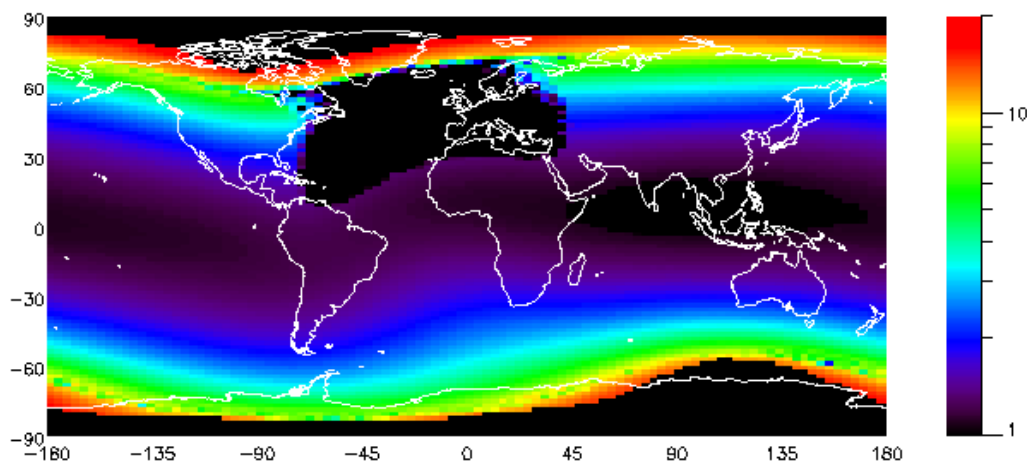


Figure 65 : Cartographie de la valeur du paramètre adimensionné  $L$  obtenue avec le satellite NOAA POES 15

On remarquera la zone vide en forme de « haricot » : il s'agit d'une région en vis-à-vis de l'Anomalie de l'Atlantique Sud (SAA), où les particules ne parviennent pas car ces dernières sont immédiatement perdues par rebond.

Par ailleurs, on notera qu'en raison du décalage et du décentrement du dipôle magnétique, les particules sur une ligne de champ donnée ont un angle d'attaque équatorial qui dépend de la longitude. Afin de séparer les particules piégées des particules non piégées, on définit



un critère en angle d'attaque de tri. Pour cela, la formule de la valeur du champ magnétique miroir  $B_c/B_{eq}$  donnée par le modèle AE-8 (Vette, 1991) a été utilisée:

$$B_c/B_{eq} = \begin{cases} 0.6572L^{3.452}; 1.2 \leq L \leq 3.23 \\ 1.0523L^{3.050}; 3.23 < L \end{cases} \quad (35)$$

Par conservation du moment magnétique, on arrive aisément à la relation entre la valeur du champ magnétique miroir  $B/B_{eq}$  et l'angle d'attaque équatorial  $\alpha_c$  suivante :

$$B_c/B_{eq} = 1/\sin^2 \alpha_c \quad (36)$$

On obtient ainsi une relation directe entre l'angle d'attaque équatorial  $\alpha_c$  et le paramètre de McIlwain L. Pour ordre de grandeur, l'angle d'attaque équatorial  $\alpha_c$  s'échelonne de  $7^\circ$  jusqu'à  $64^\circ$ , depuis  $L=4$  jusqu'à  $L=1.2$ . On peut par suite définir deux régions dont les frontières en angle d'attaque  $\alpha$  s'expriment par :

$$\begin{cases} \alpha \geq \alpha_c - 5^\circ & (37) \quad \text{pour la région à l'intérieur de la SAA,} \\ \alpha < \alpha_c & (38) \quad \text{pour la région en dehors de la SAA.} \end{cases}$$

Après projection des lignes de champ sur le planisphère terrestre (longitude, latitude), on peut visualiser globalement l'Anomalie de l'Atlantique Sud en rouge avec une partie de la ceinture interne et son complémentaire en vert sur la Figure 66.

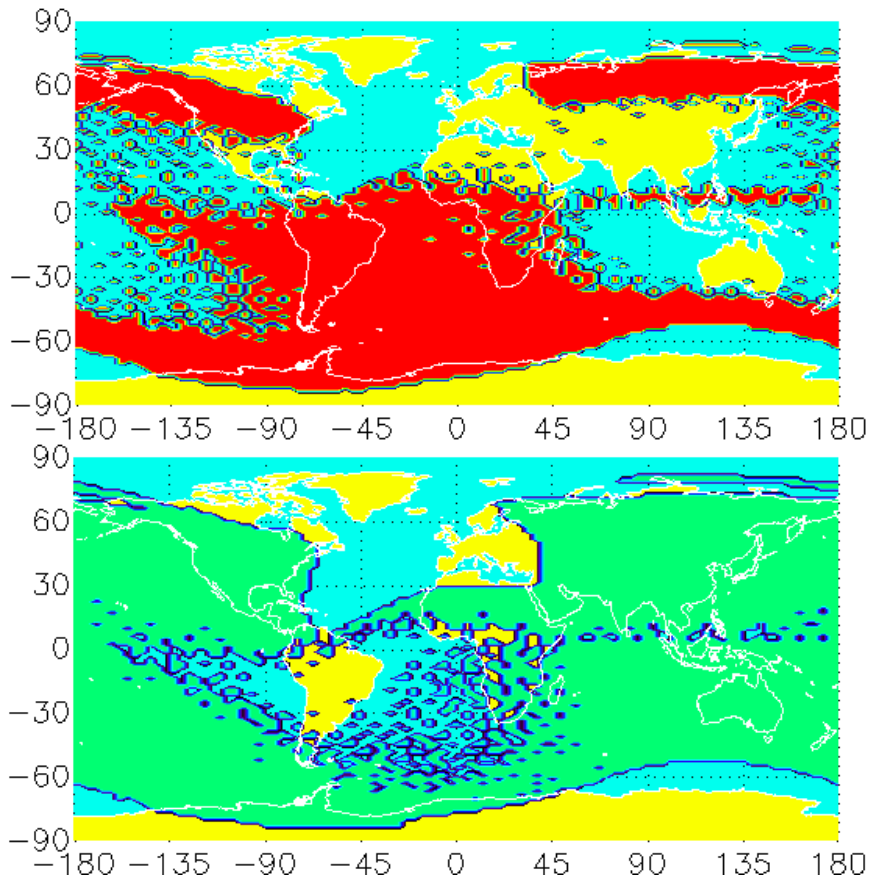


Figure 66: Projection en (longitude, latitude) des régions  $\alpha \geq \alpha_c - 5^\circ$  (en rouge) et  $\alpha < \alpha_c$  (en vert)

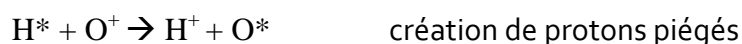
Sur la Figure 62, on observe de façon très nette avec le détecteur 0°, la présence d'une bande équatoriale de protons de basse énergie pour de faibles valeurs de L allant jusqu'à L=2 environ. Le flux y est particulièrement contrasté pour  $1 < L < 1.3$ .

## 2. ETUDE DE LA POPULATION DE PROTONS DE BASSE ENERGIE A FAIBLES VALEURS DE L

Cette population de protons de basse énergie observée à basse altitude et à faibles valeurs de L pourrait être issue du phénomène de double échange de charge évoqué au Chapitre 2. Ces particules pourraient donc provenir des protons énergétiques de la région du courant annulaire qui réagiraient avec des atomes d'hydrogène de l'exosphère pour former des atomes d'hydrogène énergétiques (également appelés ENA dans la littérature pour *Energetic Neutral Atoms*), dont une proportion atteindrait la région proche de la Terre et réagirait avec des protons de l'ionosphère. Les protons énergétiques ainsi créés se retrouveraient piégés à basse altitude.

Selon *Sørbø et al. (2006)*, peu d'atomes d'hydrogène énergétiques sont ré-ionisés à l'altitude des satellites NOAA POES, la plupart de la ré-ionisation se produisant vers 200-400 km d'altitude.

Notons par ailleurs qu'il existe différentes variantes de la seconde partie du double échange de charge. Ainsi selon *Moritz (1972)*, la proportion d'atomes d'hydrogène énergétiques créés au niveau de la région du courant annulaire et arrivant près de la Terre réagirait, non pas avec des protons, mais des ions oxygène de l'ionosphère par exemple. Cette seconde partie de l'échange de charge peut s'exprimer comme suit :



Cela dit, on peut imaginer aisément que d'une part, il y a peu de chance que le proton créé subsiste (combinaison probable avec un électron) et d'autre part, l'atome d'oxygène énergétique créé a de grandes chances d'être émis en direction de la Terre et comme il est en plus soumis au champ gravitationnel, il en résulte que l'échange de charge avec un proton dans le milieu environnant est très peu probable.

Par ailleurs, comme on l'a précédemment vu au Chapitre 2., le champ électrique influe beaucoup sur la trajectoire des particules et est aujourd'hui assez mal connu (les modèles de champ électrique pouvant conduire à des résultats très différents). Ainsi il se pourrait qu'il soit plus fort qu'on ne l'estime et puisse amener des particules jusqu'à des régions très proches de la Terre. Cette hypothèse pourrait alors également expliquer la population de protons que l'on observe à basse altitude, et qui plus est la population d'électrons à ces mêmes altitudes, pour de faibles valeurs de L à une période donnée (voir également la bande équatoriale moins contrastée d'électrons à la Figure 63 avec le détecteur 0°).

Si l'on trace le flux de protons de la gamme d'énergie 30-80 keV en dehors de la SAA selon le critère de tri précédemment établi, en fonction du paramètre de McIlwain L pour une saison, un temps local et un niveau d'activité magnétique donnés, les mesures peuvent suggérer la coexistence de deux populations de particules, l'une pouvant être due au

phénomène de double échange de charge et l'autre, au champ électrique de convection (voir un exemple à la Figure 67).

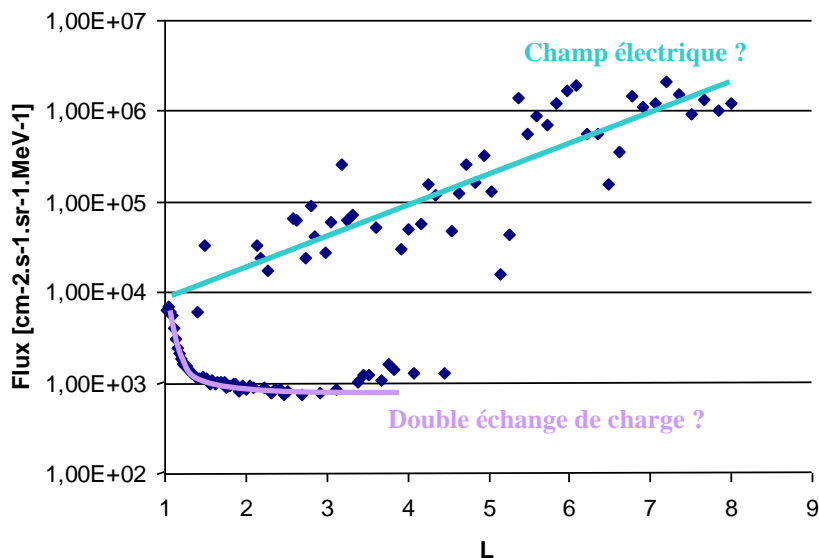


Figure 67: Flux de protons de la gamme d'énergie 30-80 keV au printemps 1998 à 18:00 MLT et pour  $Kp=[0,1+]$ , en dehors de la SAA

Afin de se faire une idée de la dynamique de cette population de protons et des dimensions en jeu (sensibilité ou non à l'activité magnétique ou solaire, au temps local, etc...), les parties qui suivent décrivent à l'aide de brèves observations le comportement de cette population de particules selon différents critères.

## 2.1. Influence de l'activité magnétique et de l'activité solaire

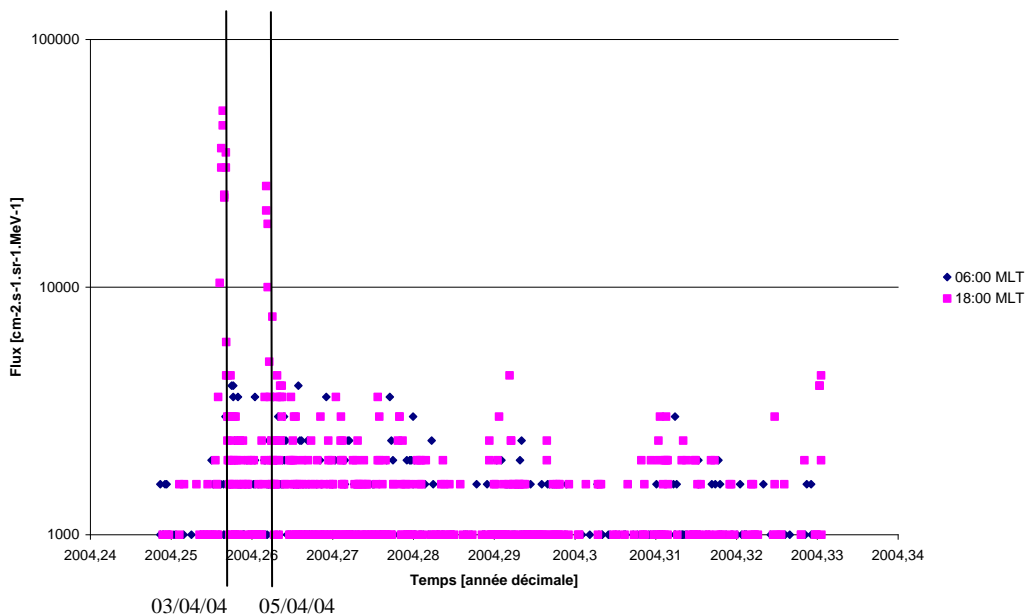


Figure 68: Flux de protons de la gamme d'énergie 30-80 keV vu par NOAA POES 15 (détecteur  $0^\circ$ ), à  $L=2$ , en Avril 2004

Une première constatation qui peut être faite à l'aide du satellite NOAA POES 15 est qu'il existe une corrélation directe entre les pics du flux de protons basse énergie (30-80 keV) à faibles valeurs de L et les pics négatifs de l'indice Dst indiquant la phase principale d'un orage. La Figure 68 illustre les mesures du satellite le long de son orbite (aux environs de 06:00 et 18:00 MLT) en Avril 2004 à L=2, région où l'on est moins susceptible d'être gêné par les particules piégées. Les phases principales des orages survenus ce mois-là sont repérées par une barre verticale.

Afin de se rendre compte de l'impact des variations de l'activité magnétique et solaire, on choisit de tracer les cartographies du flux moyen de protons dans la gamme 30-80 keV pour des instants d'activité de différente intensité (cf. Figure 69, Figure 70 et Figure 71).

En rajoutant la Figure 62 à ces données, il résulte le tableau suivant en compilant les informations :

Temps	Activité magnétique	Activité solaire	Flux [ $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{MeV}^{-1}$ ]
Avril 2004	Faible	Moyenne	2000-4000
Janvier 2005	Importante	Moyenne	5000-10000
Décembre 2006	Importante	Faible	3000-6000
Février 2007	Faible	Faible	1000-3000

Tableau 12: Flux de protons dans la gamme d'énergie 30-80 keV à l'intérieur de la bande équatoriale en fonction de l'activité magnétique et solaire

Le flux indiqué dans le tableau est globalement la gamme de flux s'échelonnant dans la bande équatoriale. Il semble que les activités magnétique et solaire influent à la fois sur cette ceinture équatoriale de protons. Néanmoins, elles ne jouent pas dans les mêmes proportions et il apparaît que l'activité magnétique à elle seule est bien plus importante à considérer (*Storm Time Equatorial Belt*).

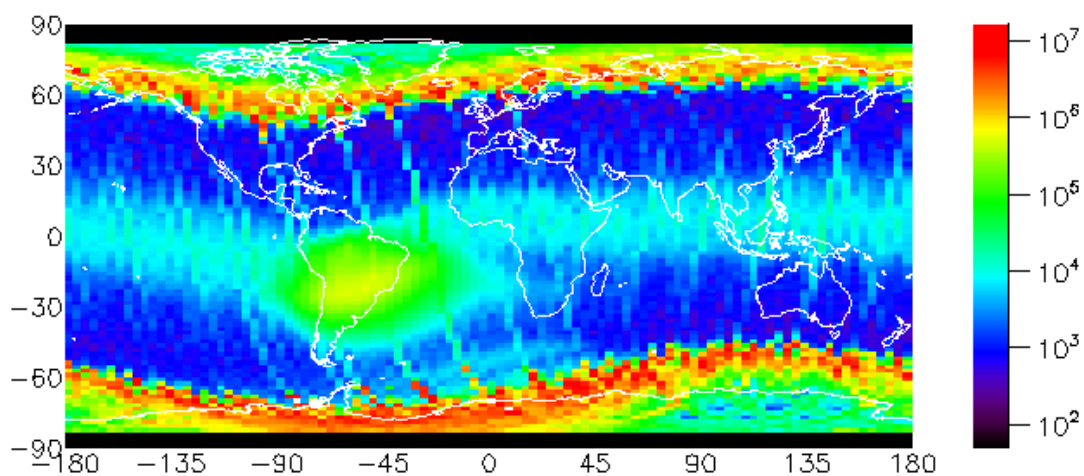


Figure 69: Cartographie du flux moyen de protons de la gamme d'énergie 30-80 keV ( $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{MeV}^{-1}$ ) vu par NOAA POES 15 (détecteur  $0^\circ$ ) en Janvier 2005

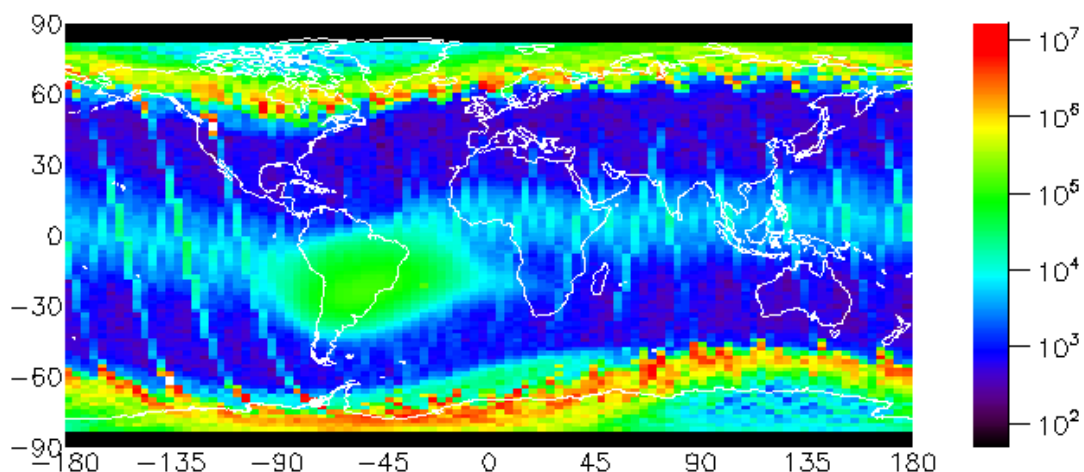


Figure 70: Cartographie du flux moyen de protons de la gamme d'énergie 30-80 keV ( $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$ ) vu par NOAA POES 15 (détecteur  $0^\circ$ ) en Décembre 2006

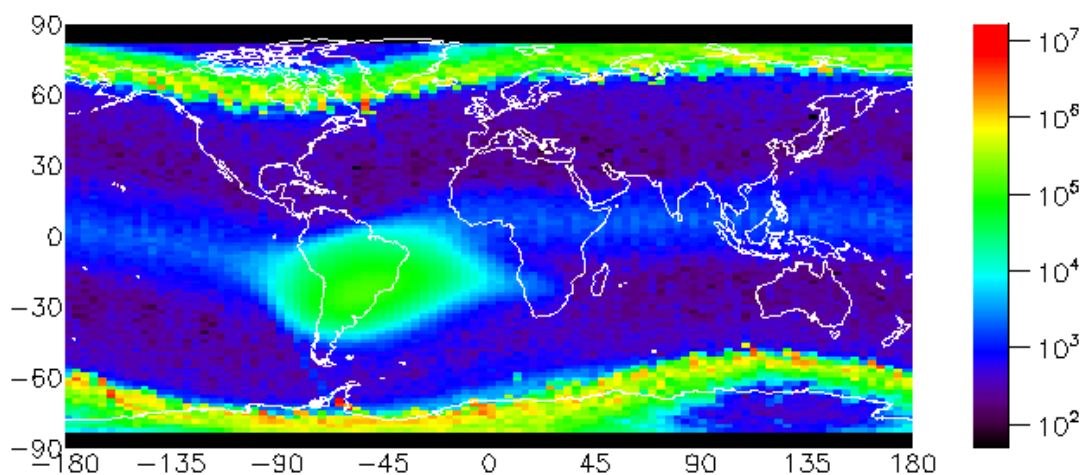


Figure 71: Cartographie du flux moyen de protons de la gamme d'énergie 30-80 keV ( $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$ ) vu par NOAA POES 15 (détecteur  $0^\circ$ ) en Février 2007

## 2.2. Influence du temps local

Lorsqu'on observe les mesures de la Figure 68, on s'aperçoit que l'évolution du flux de particules n'est pas identique en fonction du temps local que l'on considère. En effet, on distingue mieux les pics d'activité dus aux orages magnétiques autour du temps local de 18:00 MLT qu'autour de 06:00 MLT.

Si l'on s'intéresse à un satellite NOAA POES plus récent (NOAA POES 17), dont l'orbite croise l'équateur à 10:00 et 22:00 MLT, on peut faire une constatation similaire : les pics d'activité sont plus clairement identifiables autour du temps local de 22:00 MLT qu'autour de 10:00 MLT. Une facilité d'observation dans le cadran 18:00-00:00 en temps local se dégage donc, impliquant que l'essentiel de cette population de protons existe préférablement dans cette région. Cette observation suggère que la bande équatoriale

puisse être reliée à la dynamique du courant en anneau qui s'intensifie justement dans ce cadran horaire en période d'orage.

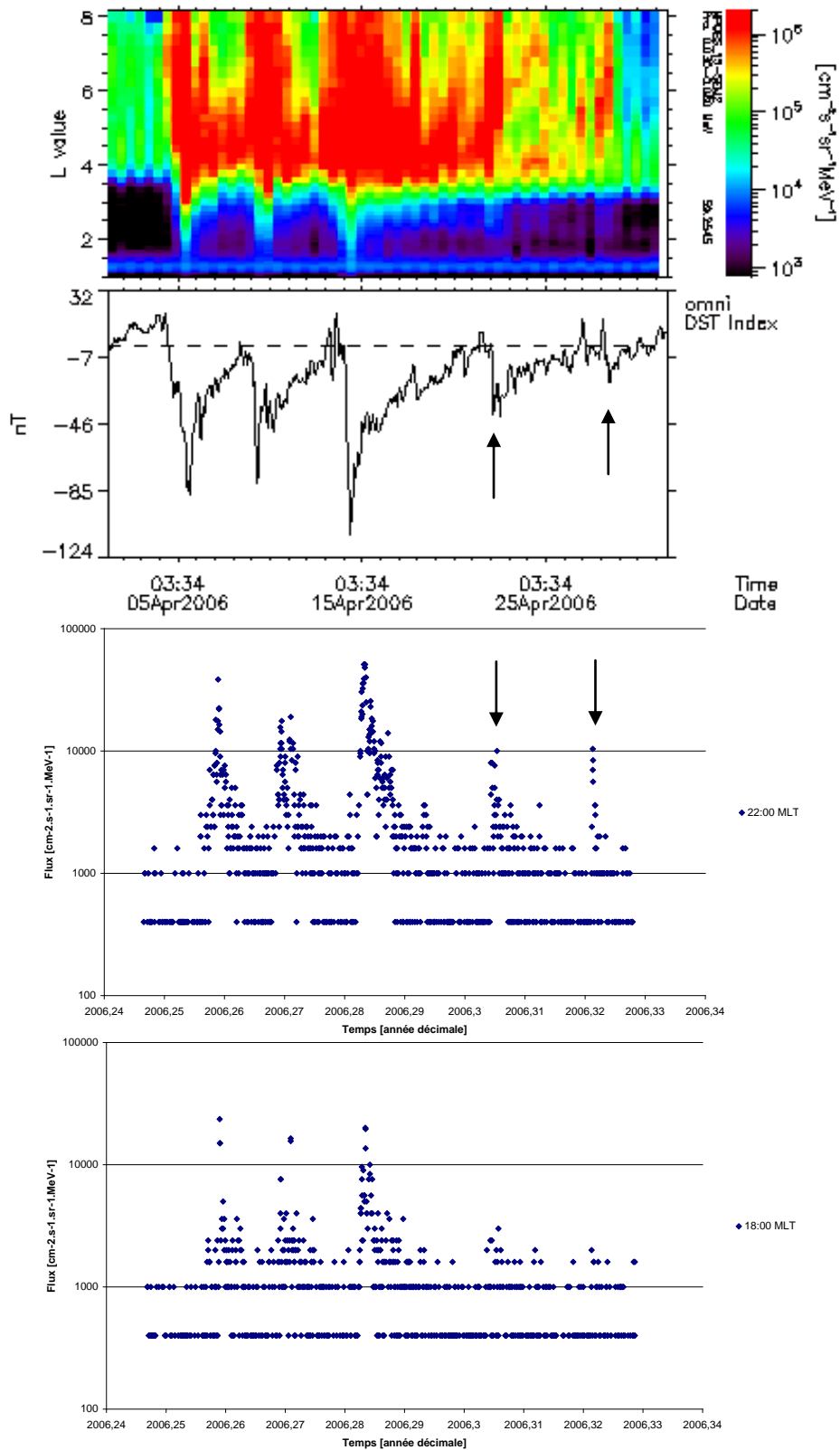


Figure 72 : (De haut en bas) Flux de protons dans la gamme d'énergie 30-80 keV en fonction de L en Avril 2006, évolution du Dst et mesures correspondantes du détecteur  $0^\circ$  à  $L=2$  des satellites NOAA POES 17 à 22:00 MLT et POES 15 à 18:00 MLT pour la même période.

On peut noter sur la Figure 72 en comparant les mesures issues de NOAA POES 15 et 17 qu'il est aussi possible de distinguer des orages de plus faible ampleur aux alentours de 22:00 MLT à la différence de 18:00 MLT. On peut expliquer cette différence soit par le fait que les particules issues du feuillet de plasma ont un accès direct vers minuit, ce qui implique qu'on observe davantage de protons à 22:00 qu'à 18:00 MLT, soit par le fait qu'il y ait des pertes au cours du transport entre 22:00 et 18:00 MLT.

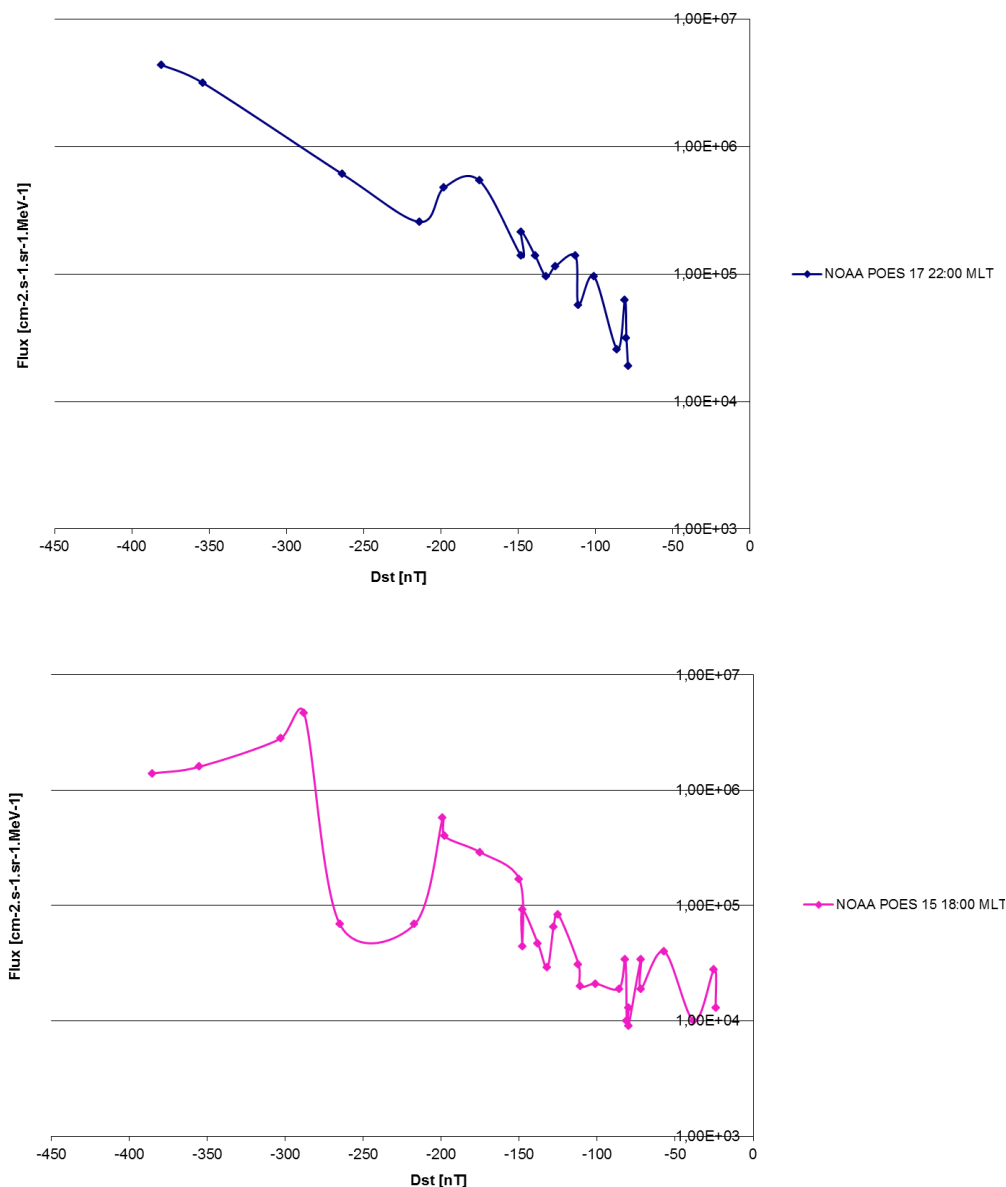


Figure 73 : Flux maximum de protons du canal 30-80 keV obtenu pour un orage d'un indice Dst donné, à L=2, avec les satellites NOAA POES 17 et 15, respectivement à 22:00 et 18:00 MLT (de haut en bas)

On se munit à la Figure 73 d'un échantillon aléatoire de cas d'orages caractérisés globalement par un indice Dst s'étalant de -50 (orage modéré) à plus de -300 nT (orage très intense). Chaque point représente un orage. On cherche à évaluer le flux maximum de protons obtenu lors de la phase principale de l'orage en fonction de l'intensité de

l'événement mesurée ici par l'indice Dst. Pour obtenir précisément ici la loi d'ajustement des mesures, il serait nécessaire d'augmenter la taille de l'échantillon (autres cas d'orage, mesures issues d'autres satellites, ...), mais ce travail serait rapidement limité par le fait qu'il devient de plus en plus dur de dégager le pic du flux de particules à mesure que l'intensité de l'orage diminue ( $Dst > -50$  nT).

On remarque de nouveau une différence en temps local en comparant les graphes des pics du flux de protons de la gamme d'énergie 30-80 KeV en fonction de l'activité magnétique (via l'indice Dst). Bien que la courbe obtenue aux alentours de 18:00 MLT soit plus bruitée que celle du second satellite vers 22:00 MLT, on relève toutefois que le niveau de flux de protons est supérieur à 22:00 MLT qu'à 18:00 MLT, ce qui suggère donc qu'il y ait davantage de particules à 22:00 MLT qu'à 18:00 MLT, comme précédemment évoqué.

Toutefois, il semble que cette ceinture de protons basse énergie à basse altitude et à faibles valeurs de L soit symétrique en temps local par temps calme (probablement due à l'absence d'asymétrie du courant en anneau en période calme, voir annexe E).

### 2.3. Influence des saisons

Par ailleurs, si on regarde le flux de protons basse énergie à partir des mesures de NOAA POES 15 sur les dix dernières années environ et pris le long de la longitude  $-140^\circ$  (de sorte à être en dehors de l'Anomalie de l'Atlantique Sud), on s'aperçoit que cette population de protons énergétiques varie en fonction des saisons (Boscher *et al.*, 2007).

On distingue sur la Figure 74 un effet saisonnier net (bisannuel) avec des maxima en mars-avril et septembre-octobre. Cette bande réagit par ailleurs fortement aux orages magnétiques.

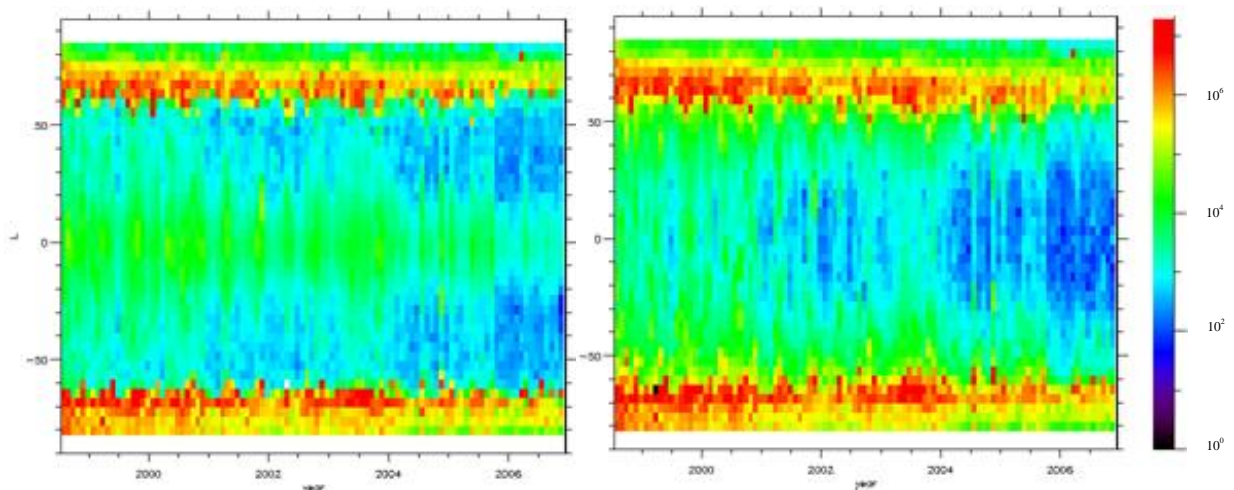


Figure 74 : Évolution temporelle du flux de protons de 49 keV mesuré par le satellite NOAA-POES 15 le long de la droite de longitude  $-140^\circ$  (détecteur  $0^\circ$  à gauche et détecteur  $90^\circ$  à droite)



Les mesures électron et proton du satellite NOAA POES 15 vont ainsi être utilisées dans la section qui suit, afin de mettre en évidence que les particules peuvent pénétrer jusqu'à de très faibles valeurs de L, pendant les périodes d'orage où un champ électrique important se met en place. L'observation des électrons est d'un grand intérêt pour analyser le processus qui conduit à la présence d'une ceinture équatoriale de particules à basse altitude et à faibles valeurs de L. On s'efforcera de faire la part de l'action du phénomène d'échange de charge et de l'action du champ électrique de convection portées sur les particules, grâce au long intervalle d'opération en vol du satellite.

### **3. ANALYSE DU COMPORTEMENT A LONG TERME DU FLUX DE PARTICULES AVEC LE SATELLITE NOAA POES 15**

Pendant les périodes d'orage magnétique, les particules issues du feuillet de plasma gagnent la région interne de la magnétosphère (vers 2-4 Re environ), dû à la combinaison de l'augmentation du champ électrique de convection et des perturbations du champ magnétique (*Friedel et al., 2001*). Lorsqu'on regarde les particules de basse énergie (30-80 keV pour les protons et au-dessus de 30 keV pour les électrons) avec le détecteur 0° à bord de NOAA POES 15, on s'aperçoit que ces particules accèdent également à des régions de très basse altitude dont la valeur de L ne dépasse globalement pas 2. C'est ce qui est illustré sur la Figure 75 sur laquelle le niveau des flux de protons et d'électrons dans ces gammes d'énergie est représenté par une échelle de couleur, dans une classique représentation de L en fonction du temps et ce, pour toute la durée d'opération de NOAA POES 15 jusqu'à fin 2008.

Dans le but d'améliorer la visibilité des particules piégées à faibles valeurs de L, les mesures ont été triées selon le critère en angle d'attaque défini précédemment au paragraphe 1.2 et illustré à la Figure 66.

Les graphes de la Figure 75 représentent des mesures au temps local de 18:00 MLT et dont l'angle d'attaque équatorial à la position du satellite est supérieur ou égal à  $\alpha_c - 5^\circ$ . Dans la région de l'Anomalie de l'Atlantique Sud, la plupart des particules est piégée par le champ magnétique. L'évolution de l'indice Dst et du *Sun Spot Number* (SSN, cf. Chapitre 1.) au cours de la même période de temps a été ajoutée en parallèle aux cartographies de flux, afin que ces dernières puissent être vues au regard de l'activité magnétique et solaire.

Pour les protons, on note que l'on observe fréquemment une augmentation du flux moyen à faibles valeurs de L qui semble être corrélée à la survenue d'orages magnétiques. Deux types de phénomène peuvent expliquer cette augmentation de flux : le double échange de charge (*Moritz, 1972; Mizera et Blake, 1973*) et la présence d'un champ électrique intense dans la région interne (environ en-dessous de 4 Re).

Le double échange de charge se produit principalement dans les régions équatoriales, or ici on ne montre que des mesures dont l'angle d'attaque équatorial associé est supérieur ou égal à  $\alpha_c - 5^\circ$ , de ce fait les augmentations de flux devraient être logiquement plus faibles dans ces conditions. De plus, on peut s'attendre à un effet géométrique qui conduit à une perte de visibilité à faibles valeurs de L de particules qui auraient été sujettes à un premier

échange de charge en dehors de la plasmopause. Cependant, les observations ne le mettent pas en évidence : il est possible de trouver des orages produisant un faible flux de particules à faibles valeurs de L et vice versa, des orages d'intensité très modérée engendrant un flux important (comme par exemple le cas de l'orage du 30 Novembre 2006). Il est possible que ces dernières observations soient dues à un effet combiné avec le cycle solaire (diminution de la densité exosphérique d'hydrogène avec le Sun Spot Number, nombre d'orages intenses qui déplacent la plasmopause à faibles valeurs de L).

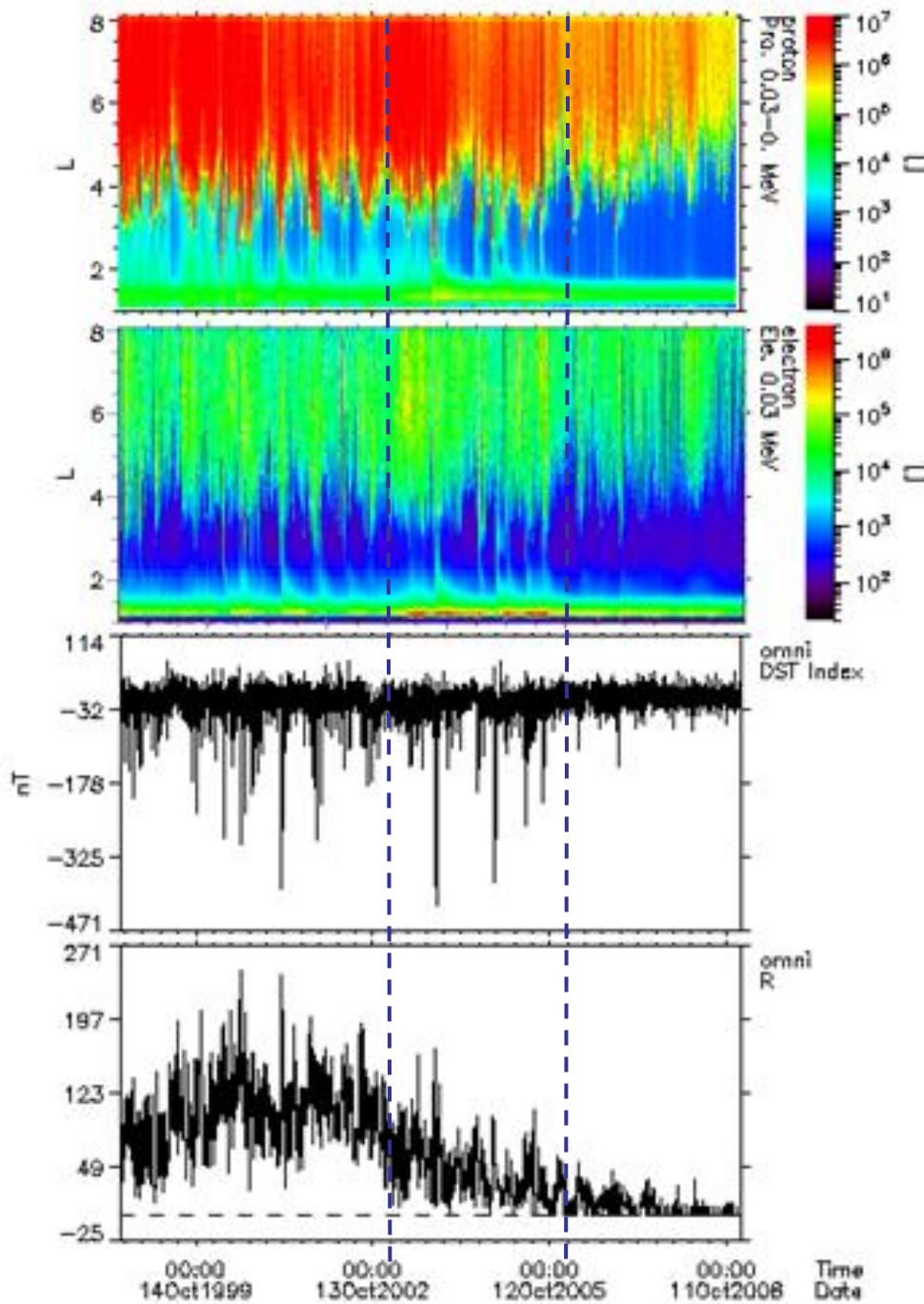


Figure 75: Flux de protons de la gamme d'énergie 30-80 keV et d'électrons dont l'énergie est supérieure à 30 keV en fonction du paramètre de McIlwain L depuis 1998 jusqu'à 2009, mesurés par le détecteur 0° de NOAA POES 15 à l'intérieur de la SAA à  $\approx 18:00$  MLT ; évolution de l'indice Dst et du SSN sur la même période.

Dans le cas d'une intensification du champ électrique, il n'y a pas de raison de s'attendre à une telle relation puisque le champ n'est pas directement relié aux orages magnétiques. Il est intéressant de souligner que le maximum du flux de protons à faibles valeurs de L (L=1.2 précisément) est obtenu durant la phase de déclin du cycle solaire, ce qui ne peut être expliqué par le phénomène du double échange de charge, mais s'avère possible avec un champ électrique dont les caractéristiques sont : l'existence d'un seuil, une intensité relativement constante pendant l'orage et enfin, peu d'écrantage. En fait, la durée des orages est plus importante que leur intensité pour piéger des particules à faibles valeurs de L. Grâce aux mesures de l'instrumentation SEM à bord de satellites NOAA antérieurs à NOAA POES 15, les précédents cycles solaires ont pu être observés. Il en résulte que les maxima des flux de protons dans cette gamme d'énergie ont été trouvés respectivement en 1984 et 1994, soit à la même période quasiment du cycle solaire. Durant cette phase du cycle, les orages qui se produisent sont ceux correspondant aux trous coronaux (cf. Chapitre 1.) et ont pour particularité d'être moins intenses mais de durer plus longtemps, cela coïncide donc avec le type de champ électrique décrit précédemment.

Concernant les électrons, on note pratiquement le même phénomène (accès des électrons à des régions de faibles valeurs de L, maximum observé durant la phase de déclin du cycle solaire). Bien sûr ici il ne peut s'agir du double échange de charge. Le fait d'observer la même chose qu'avec les protons peut être dû à de la contamination des mesures des électrons par des protons. Néanmoins, les électrons de la gamme d'énergie supérieure à 30 keV peuvent uniquement être contaminés par des particules plus énergétiques (>210 keV), où il est difficile d'observer le même effet que pour la première gamme d'énergie en proton.

On a extrait le flux de particules à L=1.2 des mesures de la Figure 75 et on l'a représenté en fonction du temps à l'intérieur et à l'extérieur de la SAA à la Figure 76.

Concernant les protons basse énergie, la variation long-terme du flux montre une décroissance globale en dehors de la SAA. Ceci peut être dû soit à un vieillissement du détecteur, soit à un effet du cycle solaire. En vue de tester ces deux hypothèses, on a comparé à la Figure 77 le flux de protons à celui mesuré avec un satellite NOAA plus récent dans les mêmes conditions (18:00 MLT à L=1.2, avec le détecteur 0°). Le satellite NOAA POES 17 a été lancé en 2002 comme on peut le voir sur le graphe. On note bien un niveau de flux supérieur avec ce satellite par rapport à son homologue NOAA POES 15 en dehors de la SAA sur la période 2002-fin 2008. Il y a donc bien un vieillissement du détecteur qui se traduit par une diminution uniforme du flux.

Il en résulte que la décroissance est en partie due aux deux effets. L'effet du cycle solaire est cependant celui qui joue dans la plus grande proportion : en effet, comme on se trouve en dehors de la SAA, on regarde davantage des particules non piégées concernées par le double échange de charge.

Si on considère maintenant les particules à l'intérieur de la SAA, on relève un niveau de flux de  $2 \cdot 10^4 \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  environ, probablement dû à de la contamination par des protons très énergétiques (de l'ordre de quelques centaines de MeV, non écrantés par le blindage du détecteur). Cependant, cette contamination est à peu près constante au cours du temps au regard des mesures de protons dans les plus hautes gammes d'énergie, de ce fait

l'augmentation de flux d'un facteur 10 et plus, pendant la période 2003-2005, est un effet réel.

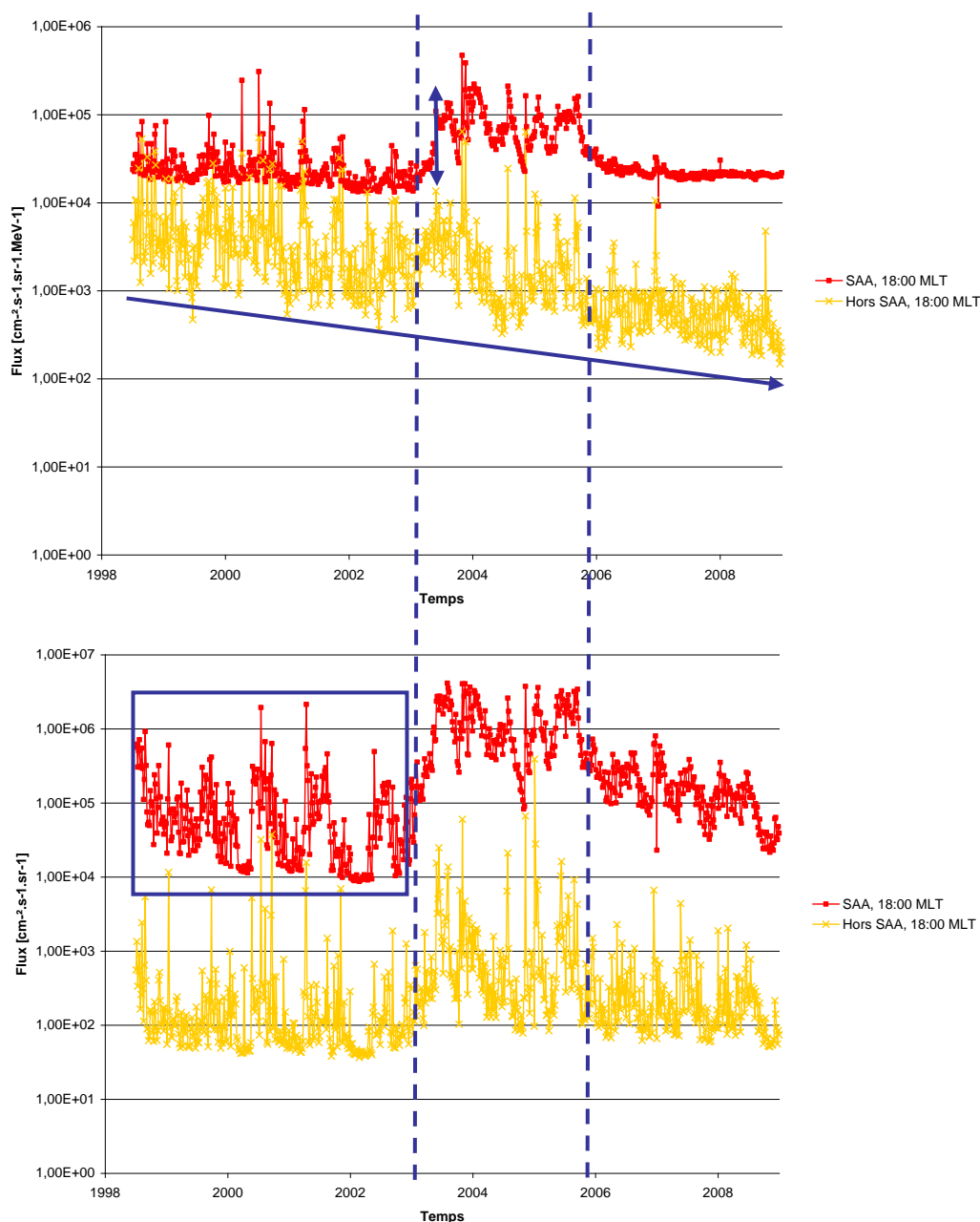
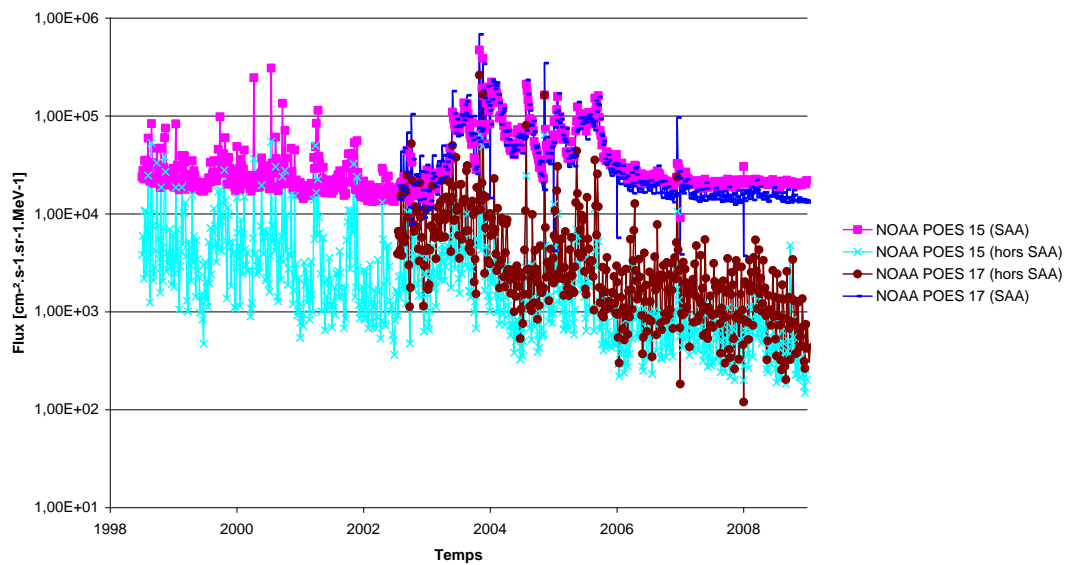


Figure 76: Flux de protons dans la gamme d'énergie 30-80 keV (en haut) et d'électrons d'énergie supérieure à 30 keV (en bas) à  $L=1.2$  depuis 1998 jusqu'à 2009, mesurés par le détecteur  $0^\circ$  de NOAA POES 15 à l'intérieur et à l'extérieur de la SAA

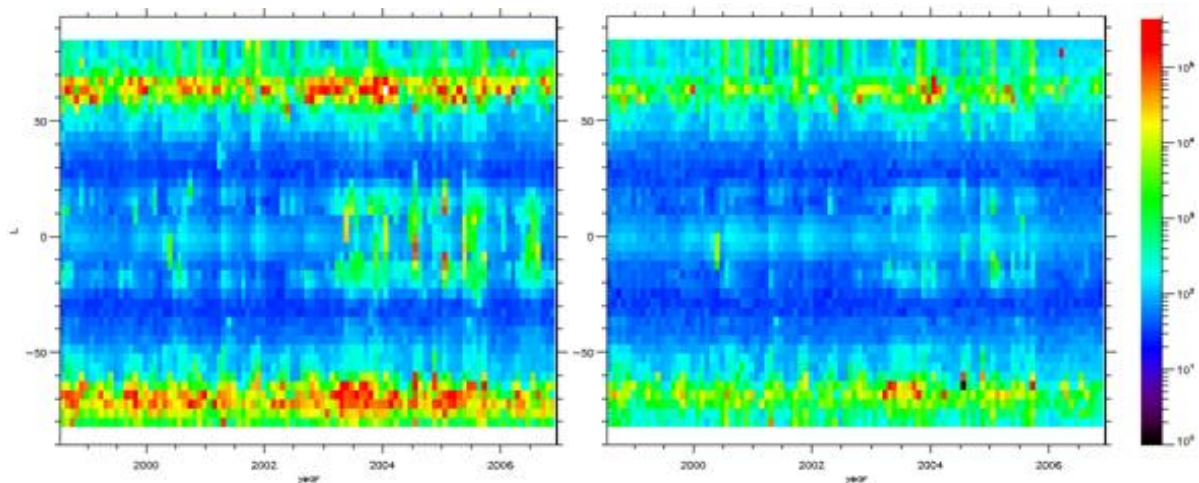
Pour les électrons de basse énergie, les graphes sont différents de ceux des protons. Premièrement, le ratio entre les courbes à l'intérieur et à l'extérieur de la SAA est environ constant au cours du temps et deuxièmement, la forme des courbes est différente de celle des protons, ce qui peut se justifier par le fait que les électrons répondent différemment au champ électrique (la dérive et la corotation sont parallèles pour les électrons, tandis qu'elles sont antiparallèles pour les protons). Il est également possible de remarquer un effet saisonnier avec les électrons en dehors des hauts niveaux de flux. Cela peut être la

conséquence d'autres phénomènes agissant sur la précipitation des électrons, comme la diffusion en angle d'attaque par interaction avec des électrons libres de la plasmasphère ou des électrons liés aux atomes exosphériques.



*Figure 77: Flux de protons dans la gamme d'énergie 30-80 keV à L=1.2, depuis 1998 jusqu'à 2009, mesurés par le détecteur 0° de NOAA POES 15 et 17 à l'intérieur et à l'extérieur de la SAA*

Si comme dans le cas proton au paragraphe 2.3, on trace le flux d'électrons d'énergie supérieure à 30 keV et à 100 keV sur la Figure 78 à partir des mesures de NOAA POES 15 sur les dix dernières années environ et pris le long de la longitude -140°, on remarque également un effet saisonnier bien que plus atténué. Il nous faut néanmoins être prudent avec ces observations car il peut s'agir de la contamination des mesures.



*Figure 78: Évolution temporelle du flux d'électrons d'énergie supérieure à 30 et 100 keV (de gauche à droite) mesuré par le satellite NOAA-POES 15 le long de la droite de longitude -140° (détecteur 0°)*

L'analyse long-terme des mesures de protons et d'électrons des premières gammes d'énergie du satellite NOAA POES 15 met en évidence qu'un champ électrique présentant peu d'écrantage de la plasmopause au-delà d'un certain niveau d'activité magnétique et dont l'intensité serait globalement constante au-delà de ce niveau, pourrait expliquer d'une part la pénétration de particules de basse énergie ( $\approx 50$  keV) pendant un orage magnétique à faibles valeurs de L et d'autre part, les maxima observés durant la phase de déclin du cycle solaire (2004, mais aussi 1984 et 1994) plutôt qu'en période de maximum.

#### 4. PENETRATION DE PARTICULES A $L < 2$ LORS D'ORAGES GEOMAGNETIQUES

Fort des observations long-terme précédentes, à savoir la pénétration tout aussi bien de protons que d'électrons à des valeurs de L inférieures à 2 durant une période donnée d'orage, on cherche ici à évaluer certaines caractéristiques du champ électrique, pour différents événements, comme le niveau au-delà duquel le champ électrique a accès à la région interne de la magnétosphère et la valeur approximative de son intensité.

##### 4.1. Historique sommaire des travaux réalisés sur le champ électrique

La vitesse de convection est responsable du transport des particules. Le produit vectoriel  $\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}$  conduit à leur injection, depuis le feuillet de plasma vers la région interne de la magnétosphère où le champ magnétique est plus fort. Le 1<sup>er</sup> invariant adiabatique est conservé au cours de ce transport. A l'approche de la Terre, les termes de dérives de gradient et de courbure viennent s'ajouter au terme de dérive de champs croisés. La topologie et la dynamique du courant annulaire dépendent étroitement de l'*Inner Magnetospheric Electric Field* (IMEF, cf. *Wygant et al., 1998*), lui-même relié à la dynamique de l'ionosphère et du vent solaire. En 1<sup>ère</sup> approximation, l'IMEF peut être exprimé comme la superposition d'un champ électrique constant et global de la queue magnétosphérique (champ électrique de convection) et d'un champ électrique de corotation. Ainsi la connaissance de la topologie du champ électrique peut nous aider à mieux appréhender comment les particules énergétiques peuvent être injectées loin dans la région interne de la magnétosphère pendant les orages magnétiques.

Parmi tous les modèles de champ électrique de convection, on trouve notamment celui de Volland & Stern (*Volland, 1973; Stern, 1975*, cf. Chapitre 1.), un des plus connus, probablement dû à sa simplicité d'expression du potentiel électrique scalaire global dans la magnétosphère interne. Il consiste en la superposition d'un champ électrique de la queue magnétosphérique (convection aube-crêpuscule) avec un champ électrique de corotation, mais aucun champ électrique induit dû aux variations temporelles du champ magnétique n'est pris en compte. Le potentiel électrique de convection de Volland-Stern est ordinairement écrit en fonction du potentiel aux bornes de la magnétosphère défini comme  $\Phi = Ar^{\gamma} \sin \varphi$ , où  $r$  est la distance équatoriale,  $\varphi$  l'angle azimutal depuis midi et  $A$  est un facteur déterminant l'intensité du champ électrique de convection et dépendant de l'activité géomagnétique (*Maynard et Chen, 1975*). Lorsque le facteur d'écrantage  $\gamma$  est pris égal à un, le champ électrique n'est pas écranté, tandis que pour  $\gamma=2$ , l'écrantage du champ est proportionnel à la distance radiale : plusieurs auteurs ont choisi d'utiliser un modèle de Volland & Stern avec  $\gamma=2$  (*Korth, 1999*). Quant au facteur  $A$ , il a été exprimé en fonction de

l'indice Kp dès 1975 (*Maynard et Chen*) et plus récemment, en fonction des paramètres du vent solaire d'après une étude d'*Ebihara et Ejiri* (2000).

Le modèle E5D mis en place par *McIlwain* (1986) est une autre représentation analytique du champ électrique magnétosphérique (cf. Chapitre 1.), construit à partir des mesures électron et proton des satellites ATS-5 and ATS-6 dont l'orbite est géosynchrone. Dans ce modèle, le potentiel de convection dépend d'une fonction d'écrantage H, très différente de l'expression de l'écrantage chez *Volland & Stern* bien qu'également dépendante de l'activité magnétique donnée par l'indice Kp. A titre d'exemple, à minuit et pour Kp=6, l'écrantage est optimal ( $H=1/2$ ) pour une distance radiale d'environ 3 rayons terrestres. Globalement, la forme de la fonction H suggère qu'au-delà de cette distance, l'écrantage n'est pas efficace tandis qu'en-deçà, il est pratiquement total. De plus, les équipotentielles du champ de *McIlwain* sont orientées autour d'un axe de symétrie tourné d'une heure dans le sens horaire par rapport à la symétrie aube-crépuscule de *Volland & Stern*. Ce modèle est capable de prédire correctement la position de la plasmopause d'après une étude de *Pierrard et al.* (2008). On notera par ailleurs que la dépendance de la fonction d'écrantage à l'indice Kp a été modifiée ultérieurement par *Liemohn et al.* (2001).

On trouve d'autres modèles de champ électrique de convection, cette fois-ci empiriques, comme celui de *Weimer* (1996) reposant sur des mesures ionosphériques et dépendant des paramètres du vent solaire.

En 2002, *Ridley et Liemohn* proposèrent une topologie du potentiel électrique dans la magnétosphère interne, s'appuyant sur leurs résultats issus d'une modélisation du courant asymétrique en anneau pendant les périodes d'orage (voir la topologie du potentiel à la Figure 79 en comparaison avec celle de *Volland & Stern* pendant un orage magnétique medium). Ils ont mis en évidence que des injections intenses de particules du courant annulaire peuvent créer des différences de potentiel jusqu'à 200 kV et des champs électriques locaux de plus de 5 mV/m. La topologie du champ électrique près du crépuscule en fonction de l'activité magnétique qu'ils obtiennent est cohérente par rapport aux observations du satellite CRRES (*Rowland et Wygant*, 1998).

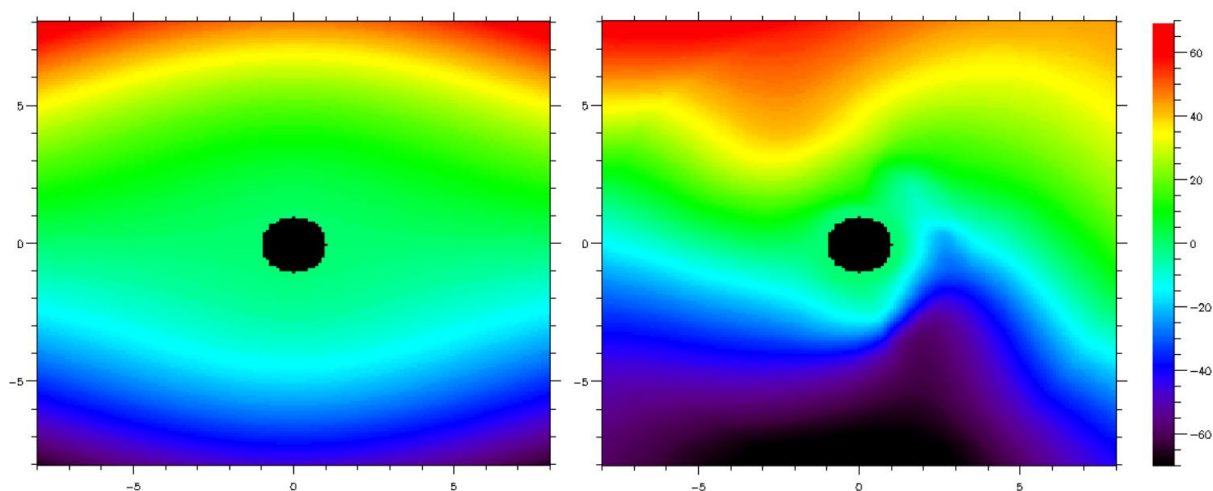


Figure 79: Potentiel électrique (en kV) avec un modèle de *Volland & Stern* (à gauche) et avec une étude de *Ridley et Liemohn* (à droite) pour une activité magnétique medium (Kp=6-)

Du côté des mesures, l'intensité du champ électrique a déjà été évaluée en 1983 par *Maynard et al.*, à l'aide d'un instrument du Goddard Space Flight Center à bord du satellite ISEE-1 ayant pour mission l'exploration de la magnétosphère interne. Cette étude montra que la magnitude du champ électrique pouvait varier entre 0.2 et 2.0 mV/m, dépendante de l'indice  $K_p$ , et que la convection était généralement en direction du Soleil. Ces observations se sont appuyées sur 14 mois d'analyse des données de CRRES (*Rowland et Wygant*) et il fût noté que la composante  $E_y$  du champ électrique (en coordonnées GSE) augmentait globalement à mesure que la distance radiale diminuait. *Wygant et al.* (1998) ont même relevé des champs électriques de plus de 6 mV/m en-deçà de 4  $R_e$ , durant les périodes d'injection de particules du courant annulaire lors d'un orage géomagnétique intense ( $Dst \approx -300$  nT). Ces fortes valeurs de l'amplitude du champ électrique (10 mV/m) ont été confirmées également par le satellite géostationnaire GEOS (*Sauvaud et al.*, 1984).

Plus récemment, un modèle empirique du champ électrique dans le plan équatorial a été construit par *Puhl-Quinn et al.* à partir des données des instruments EDI et EFW à bord de Cluster (voir Chapitre 2.). Ce modèle fournit des cartographies équatoriales du champ électrique pour différents niveaux d'activité magnétique.

En 1998, *Rowland et Wygant* montrèrent qu'un champ électrique pouvait même pénétrer par convection sur une échelle de temps de quelques heures en-deçà de  $L=2.5$  et pour un niveau d'activité magnétique de  $K_p \geq 5$ .

La pénétration de protons de basse énergie identifiée à la section 3 a fait l'objet d'une étude par *Franck* (1967) et *Chen* (1970) qui l'observèrent jusqu'à 3-5  $R_e$ . En 2003, *Li et al.* mirent en évidence l'augmentation du flux de protons et d'électrons à l'orbite géostationnaire suite à une compression de la magnétosphère : après simulation du phénomène, il résulta que l'injection de particules du côté nuit était due aux fluctuations des champ magnétique et électrique dans une large portion de l'espace. Afin de reproduire l'événement, la composante azimutale du champ électrique a été estimée dans ce cas entre 3 et 6 mV/m.

## 4.2. Méthode d'estimation du champ électrique

Afin d'obtenir une idée approximative de l'intensité du champ électrique responsable de la pénétration de particules loin dans la région interne de la magnétosphère, aussi bien protons qu'électrons, on utilise les mêmes mesures du détecteur 0° à bord de NOAA POES 15 que celles montrées à la Figure 75. Cependant, dans le but d'obtenir une meilleure résolution temporelle, les données ont été triées en série de L. En raison de son orbite, le satellite traverse deux fois toutes les valeurs du paramètre de McIlwain L sur la partie montante de l'orbite, à environ 18:00 MLT, et deux autres fois sur la partie descendante à environ 06:00 MLT. Cela signifie qu'une série de L est obtenue à chaque quart de période orbitale, c'est-à-dire toutes les 25 minutes environ. Bien que chacune de ces séries ne corresponde pas exactement aux mêmes angles d'attaque, on peut imaginer que durant une période d'orage le champ électrique est suffisamment intense pour que les particules puissent être observées à n'importe quel angle d'attaque.

A partir de ces données, on vient réaliser deux coupes spécifiques de séries de L en fonction du temps, l'une près de la région où le maximum du flux de particules a été observé ( $L = +/-$



1.24) et l'autre, plus loin, vers la position de la plasmopause ( $L=\pm 4.06$ ). On vient alors repérer l'instant pour lequel on a une augmentation conséquente du flux de particules pour chaque ligne de champ concernée, caractéristique de la survenue d'un orage et de l'injection de particules à basse altitude dans la région interne de la magnétosphère. Ces deux instants définissent ainsi la période  $\Delta t$  d'observation des augmentations de flux entre deux lignes de champ frontières.

Afin d'obtenir une estimation du champ électrique responsable du transport de particules entre deux lignes de champ à différentes valeurs de  $L$ , on considère la composante radiale de la vitesse de convection de la particule  $v_r$ , définie par :

$$v_r = \frac{E_\phi}{B} \quad (39)$$

où  $E_\phi$  est la composante azimutale du champ électrique et  $B$  l'intensité du champ magnétique.

En admettant que le transport de particules est similaire sur toute la ligne de champ (ce qui signifie que soit la source des particules injectées s'étend jusqu'à des angles d'attaque de  $7^\circ$  environ, soit que la diffusion en angle d'attaque est très efficace à  $L=4.06$  et au-delà), cette composante radiale  $v_r$  peut aussi être écrite sous la forme :

$$v_r = \frac{R_{Earth} dL}{dt}$$

ce qui mène aisément à :

$$\int_{L=1.2}^{4.06} E_\phi \cdot dt = \int_{L=1.2}^{4.06} B(L) \cdot R_{Earth} dL$$

si l'on intègre pendant un orage donné les particules menées par le champ électrique de convection, depuis une région près de la plasmopause à  $L=4.06$  jusqu'à une région de basse altitude à  $L=1.24$ .

Comme le champ magnétique doit être évalué dans la région interne, on peut prendre facilement un champ dipolaire en première approximation. L'intensité du champ magnétique peut donc être écrite comme :

$$B(L) = \frac{B_0}{L^3} \quad (40)$$

où  $B_0$  représente l'induction magnétique à l'équateur et à la surface de la Terre.

Pour obtenir une estimation du champ électrique, on formule l'hypothèse que l'intensité de sa composante azimutale est constante pendant la période d'observation des augmentations de flux (hypothèse justifiée par les observations menées dans la section 2.). Par suite, il vient que :

$$E_{\phi} \cdot \Delta t = \int_{L=1.2}^{4.06} \frac{B_0}{L^3} \cdot R_{Earth} dL$$

soit

$$E_{\phi} = \left[ \frac{-B_0 R_{Earth}}{2L^2} \right]_{L=1.24}^{4.06} \times 1/\Delta t \quad (41)$$

On choisit donc d'étudier en particulier deux cas d'orage, l'un du 13 Novembre 1998 (Kp=6-) et l'autre du 31 Mars 2001 (Kp=9-), en s'intéressant aux phénomènes auxquels les particules sont sujettes et en tâchant d'estimer le champ électrique responsable de leur pénétration en dessous de L=2 par le biais de la méthode présentée ci-avant.

### 4.3. Deux exemples d'orage magnétique (Kp=6- et Kp=9-)

Les données illustrées aux Figures 81. et 84. montrent deux coupes spécifiques de séries de L, l'une près de la région où le double échange de charge se produit (L=+/-1.24) et l'autre, vers la position de la plasmopause (L=+/-4.06). Les flux issus du détecteur 0° sont tracés en fonction du temps (en jour de l'année), à la fois pour les électrons d'énergie supérieure à 30 keV (en cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.sr<sup>-1</sup>) et pour les protons de la gamme d'énergie 30-80 keV (en MeV<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.sr<sup>-1</sup>). On décide d'étudier deux événements en particulier : un orage moyen du 13 Novembre 1998 (Kp=6-) et un orage violent du 31 Mars 2001 (Kp=9-), ce dernier ayant également été étudié par *Veenadhari et al. (2009)*.

Pour les deux figures, les oscillations que l'on observe sur les courbes sont dues au fait que les données de NOAA POES 15 collectées aux temps locaux de 06: 00 et 18: 00 environ sont ici mélangées. Ainsi ces oscillations représentent en fait une alternance entre les mesures réalisées aux deux temps locaux. Notons que les points manquants responsables de la discontinuité des graphes sont dus à un filtrage des données afin de mettre en relief les augmentations de flux. On ne prend en effet que les mesures dont le flux de particules est supérieur ou égal à deux fois le flux moyen obtenu pour une cartographie sur deux ans (voir les cartographies données en exemple à la Figure 80). En dépit de ces oscillations, on peut extraire un niveau de flux moyen qui peut être pris comme niveau de référence lorsqu'on a des trous de données. Grâce à ce niveau de référence, il est alors facile d'identifier les fortes augmentations de flux au cours du temps, typiques de la survenue d'un orage entraînant l'injection de particules depuis le feuillet de plasma jusque dans la magnétosphère interne.

Les flèches vertes sur les Figures 81. et 84. pour chaque courbe de L (L=1.24 and L=4.06) permettent de localiser cet instant pour les deux cas d'orage à l'étude. Remarquons que la résolution temporelle entre deux points de mesure pour une valeur de L donnée n'est pas constante. En fait, elle dépend de la position initiale du satellite sur son orbite. A L=1.24, la résolution temporelle est d'environ 10 minutes si le satellite passe à l'équateur entre les deux points de mesure et d'environ 40 minutes s'il se dirige vers les hautes latitudes. Ces deux valeurs de résolution ne sont pas identiques à L=4.06, elles sont respectivement de l'ordre de 35 minutes et 15 minutes. On tâchera par la suite de tenir compte de ces incertitudes pour l'estimation de l'intensité du champ électrique.

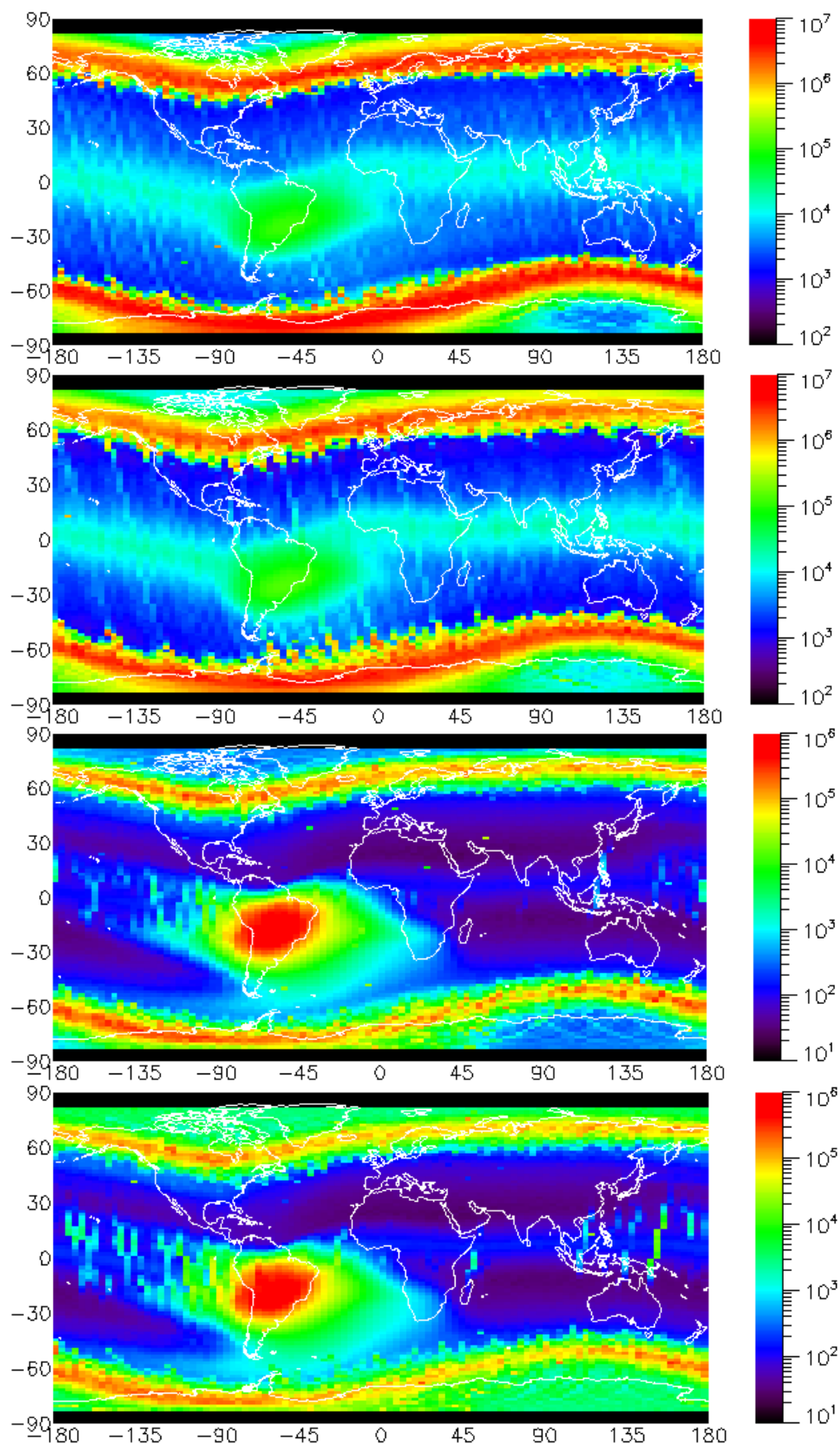


Figure 80: Cartographie du flux moyen de protons de la gamme d'énergie 30-80 keV (les deux graphes en haut) et d'électrons d'énergie supérieure à 30 keV (les deux graphes en bas), vu par NOAA POES 15 avec le détecteur  $0^\circ$ , respectivement sur les périodes 1998-1999 et 2000-2001

### 4.3.1. Orage du 31 Mars 2001 ( $K_p=9-$ )

En haut de la Figure 81, on remarque une augmentation du flux d'électrons due à un orage particulièrement intense ( $K_p=9-$ ) au temps 0h46'41" le 31 Mars 2001 à  $L=4.06$  et à 5h22'49" le même jour à  $L=1.24$ .

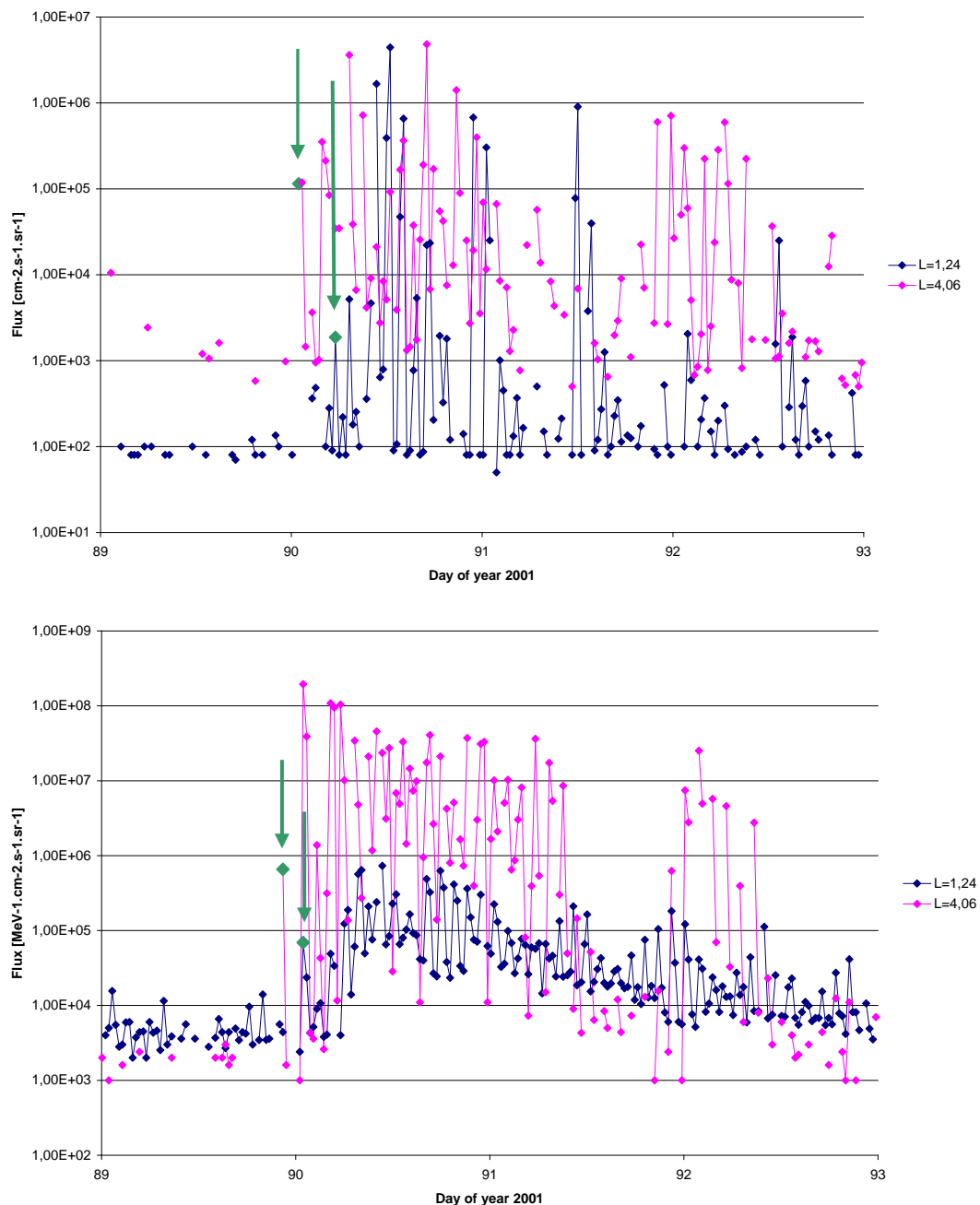


Figure 81: Flux de particules mesurés par le détecteur  $0^\circ$  de NOAA POES 15, pendant la période du 30 Mars au 3 Avril 2001 et pour deux valeurs de  $L$  ( $L=1.24$  and  $L=4.06$ ). En haut: électrons dont l'énergie est supérieure à 30 keV (flux en  $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ). En bas: protons dans la gamme d'énergie 30-80 keV (flux en  $\text{MeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ).

On fixe dans l'expression de la composante azimutale du champ électrique  $E_\phi$ , donnée au 4.2., l'induction magnétique  $B_0$  à la valeur de 31200 nT et le rayon de la Terre  $R_{\text{Earth}}$  à 6371 km.

Connaissant la durée entre 0h46'41" et 5h22'49", soit  $\Delta t = 16568$  s, on obtient une intensité de la composante azimutale du champ électrique  $E_\phi$  de 3.6 mV/m. Comme la magnitude  $E_\phi$  que l'on estime dans cette étude est la valeur minimale que la magnitude du champ électrique total peut prendre, il vient que l'intensité du champ électrique total  $E$  est supérieure ou égale à cette valeur. Par suite, en tenant compte de l'incertitude temporelle pour chaque augmentation de flux (+40 mn/-10 mn à  $L=1.24$  et +15/-35 mn à  $L=4.06$ ), on arrive à l'estimation finale que la magnitude du champ électrique  $E$  est supérieure ou égale à  $3.6_{-0.6}^{+0.7}$  mV/m (voir <sup>4</sup>).

En réalité, cette valeur est en fait une moyenne de la valeur minimale de l'intensité du champ électrique dans le temps (pendant les 16568 secondes d'étude, soit 4h36'08") et dans une certaine portion de l'espace (entre  $L=1.24$  and  $L=4.06$  et selon  $\Delta LT$ ), puisque pendant ce temps les particules tournent autour de la Terre en temps local. Si l'on tient compte uniquement de la dérive magnétique et de la corotation pendant ce temps, on aboutit au fait que les électrons ont dérivé vers l'est en temps local de  $\Delta LT = 07:42$  LT (voir Figure 82, le temps initial zéro correspond à la borne inférieure de la période  $\Delta t$  d'observation, soit le 31 Mars 2001 à 0h46'41" dans cet exemple).

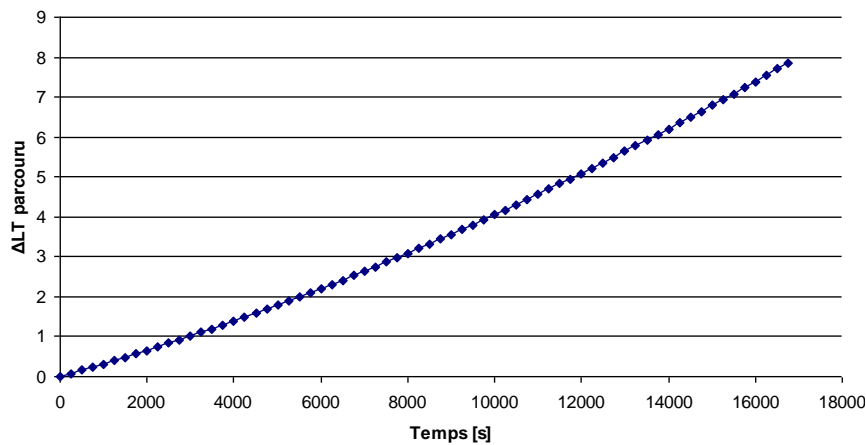


Figure 82: Portion en temps local  $\Delta LT$  parcourue par les électrons à partir du temps initial d'observation des augmentations de flux (orage du 31 Mars 2001)

En pratique, on calcule la portion en temps local  $\Delta LT$  à chaque pas de temps par l'expression suivante :

$$\Delta LT[h] = \sum_i 24 \cdot (t_{n+1} - t_n) \left( \frac{1}{T_{dérive}} - \frac{q}{e} \frac{1}{T_{corotation}} \right) \quad (42)$$

où  $i$  est l'indice du nombre de pas de temps considéré(s),  
 $(t_{n+1} - t_n)$  est le pas de temps,  
 $q$  est la charge de la particule,  
 $T_{corotation} = 86400$  s.

<sup>4</sup> La notation  $3.6_{-0.6}^{+0.7}$  mV/m indique que l'incertitude temporelle sur les mesures nous conduit à une estimation de l'intensité de la composante azimutale du champ électrique comprise entre 3.0 et 4.3 mV/m.

Par définition, la période de dérive s'écrit :

$$T_{dérive} = \frac{2\pi}{\Omega_3} \quad (43)$$

où  $\Omega_3 = \frac{3cLR_E}{2qB_0R_E^3} \frac{p^2}{m} = \frac{3cL}{2qB_0R_E^2} \frac{m^2v^2}{m} = \frac{3cL}{2qB_0R_E^2} \frac{m \cdot 2 \cdot E_c [erg]}{m}$  dans le système d'unité [cgs],

avec  $c$  la célérité égale à  $3 \cdot 10^{10}$  cm/s,

$B_0$  l'intensité magnétique à la surface de la Terre prise égale à 31200 nT,

$R_E$  le rayon de la Terre égal à  $6,371 \cdot 10^8$  cm,

$q$  la charge de la particule exprimée ici en « electrostatic units », soit  $4,803 \cdot 10^{-10}$  e.u.

L'énergie de la particule est calculée à l'indice  $n$  en faisant l'hypothèse de la conservation de son moment magnétique sur la base d'une énergie de 30 keV à  $L=1.24$  pour un électron et de 50 keV pour un proton.

Soit  $E_c [erg] = E_c [eV]_n \cdot 1,60207 \cdot 10^{-12} = E_c [eV]_{L=1,24} \left( \frac{1,24}{L_n} \right)^3 \cdot 1,60207 \cdot 10^{-12}$ ,

avec  $L_n = L_{n-1} - \frac{E}{B_0 R_E} L_{n-1}^3 (t_n - t_{n-1})$

Sous cette hypothèse, cela implique que les électrons observés à  $L=1.24$  à 07:06 LT proviennent du côté nuit à 23:24 LT, ce qui semble raisonnable puisque les particules sont issues du feuillet de plasma.

Maintenant si l'on regarde les flux de protons en bas de la Figure 81, on remarque une augmentation de flux significative au temps 22h17'9" le 30 Mars 2001 à  $L=4.06$  et à 01h00'21" le jour suivant à  $L=1.24$ .

Une analyse similaire des mesures nous amène à une estimation de l'intensité du champ électrique supérieure ou égale à  $6.0_{-0.8}^{+5.1}$  mV/m pour une durée  $\Delta t$  de 9792 s (avec une incertitude temporelle de +10 mn/-40 mn à  $L=1.24$  et +15/-35 mn à  $L=4.06$ ). Comme la dérive magnétique des protons s'oppose à la corotation, on trouve cette fois que les protons ont tourné autour de la Terre en temps local de  $\Delta LT = +/- 00:52$  LT (voir Figure 83), de ce fait les particules observées à 19:37 LT à  $L=1.24$  doivent provenir de la région autour du crépuscule entre 18:45 et 20:29 LT.

Si l'on compare les deux estimations de la composante azimutale du champ électrique  $E_\phi$  dans les cas électron et proton, bien que la valeur de l'intensité du champ électrique soit différente selon le cas considéré, les valeurs obtenues restent compatibles en considérant l'incertitude des mesures et le fait que les particules observées n'ont pas suivi la même trajectoire pendant un temps donné. Par conséquent, si l'on considère ces points et le fait

que les deux estimations faites de l'intensité du champ électrique sont une moyenne locale de ce dernier dans deux régions voisines, il s'avère que le résultat est cohérent.

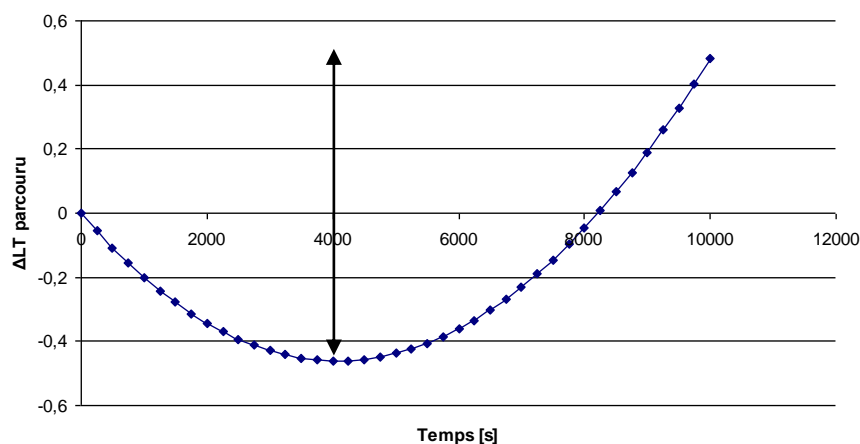


Figure 83: Portion en temps local  $\Delta LT$  parcourue par les protons à partir du temps initial d'observation des augmentations de flux (orage du 31 Mars 2001)

On remarquera aussi que puisqu'on obtient une intensité du champ électrique similaire aussi bien dans le cas électron que proton, le phénomène d'échange de charge ne peut donc être la source de l'intensification de la population de protons pendant cet événement.

#### 4.3.2. Orage du 13 Novembre 1998 ( $Kp=6-$ )

Un autre cas d'orage est illustré à la Figure 84. Cet événement correspond à un orage dont le niveau d'activité magnétique est moins intense que le précédent ( $Kp=6-$ ) et qui se produisit le 13 Novembre 1998.

Sur le graphe supérieur, on relève une augmentation significative du flux d'électrons le 13 Novembre 1998 à 02h20'53'' pour  $L=4.06$  et à 06h09'57'' pour  $L=1.24$ .

Le même type de calcul que celui réalisé pour l'orage précédent nous conduit à une estimation de l'intensité du champ électrique d'au moins  $4.3_{-0.8}^{+1.0}$  mV/m pour une durée  $\Delta t$  de 13744 s (avec une incertitude temporelle de +40 mn/-10 mn à  $L=1.24$  et +15/-35 mn à  $L=4.06$ ). On remarque que l'on trouve de nouveau le même ordre de grandeur en magnitude que dans le précédent cas, mais dans une autre région de l'espace. Pendant le temps  $\Delta t$ , on évalue que les électrons ont dérivé vers l'est en temps local de  $\Delta LT=06:26$  LT (voir Figure 85). Comme ces particules sont observées à 19:27 LT à  $L=1.24$ , elles doivent provenir du côté jour à 13:01 LT. Cette provenance peut sembler plus étonnante, mais il est possible que les électrons aient été fortement poussés du côté nuit auparavant et aient ainsi pu dériver de 270°.

Si l'on s'intéresse maintenant aux protons, on identifie des augmentations significatives de leur flux le 13 Novembre 1998, respectivement à 02h20'53'' et 02h34'37'' pour  $L=4.06$  et  $L=1.24$ .

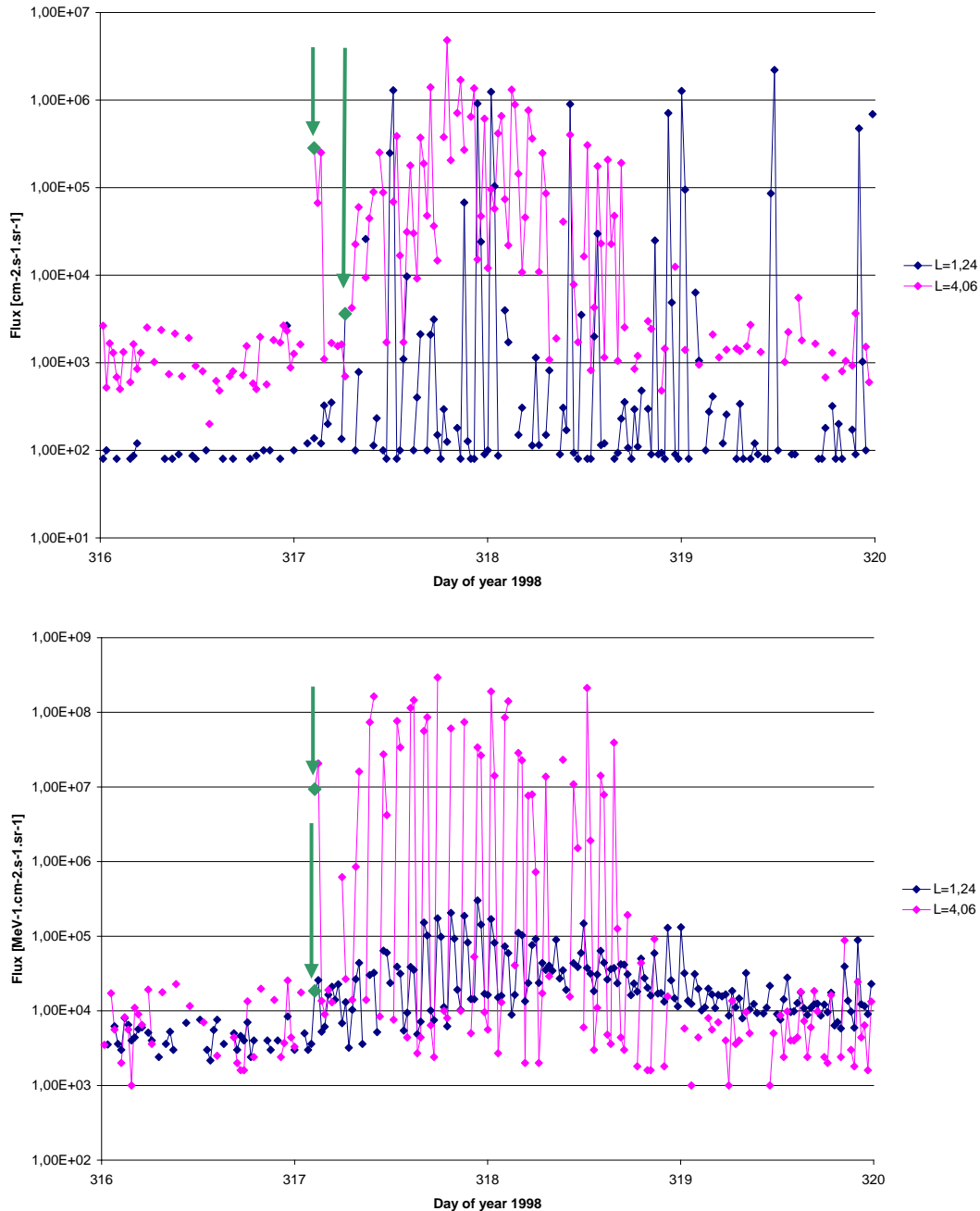


Figure 84: Flux de particules mesurés par le détecteur de NOAA POES 15, pendant la période du 12 au 16 Novembre 1998, à deux valeurs différentes de  $L$  ( $L=1.24$  and  $L=4.06$ ). En haut: électrons dont l'énergie est supérieure à 30 keV (flux en  $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ). En bas: protons dans la gamme d'énergie 30-80 keV (flux en  $\text{MeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ).

On remarquera qu'ici les augmentations de flux se produisent sur une très courte période de temps. Dans ce cas, cela est sans doute dû à un effet du double échange de charge car avec ce phénomène, il est facile d'avoir une augmentation du flux de protons à  $L=1.24$  seulement quelques minutes après une augmentation du flux plus loin à  $L=4.06$ . En fait, des atomes énergétiques d'hydrogène créés lors d'un premier échange de charge à  $L=4.06$  peuvent atteindre la région définie par  $L=1.24$  en quelques secondes seulement, où ils subissent de nouveau un second échange de charge. En effet, si l'on considère que la masse de l'atome d'hydrogène est à peu près équivalente à celle du proton en une première approximation,



on peut écrire que la vitesse d'un atome d'hydrogène d'énergie égale à 50 keV (valeur arbitraire prise au sein de la première gamme d'énergie de l'instrumentation MEPED) est telle que :

$$v_H \approx \sqrt{\frac{2E[J]}{m_{H^+}}} \quad (44)$$

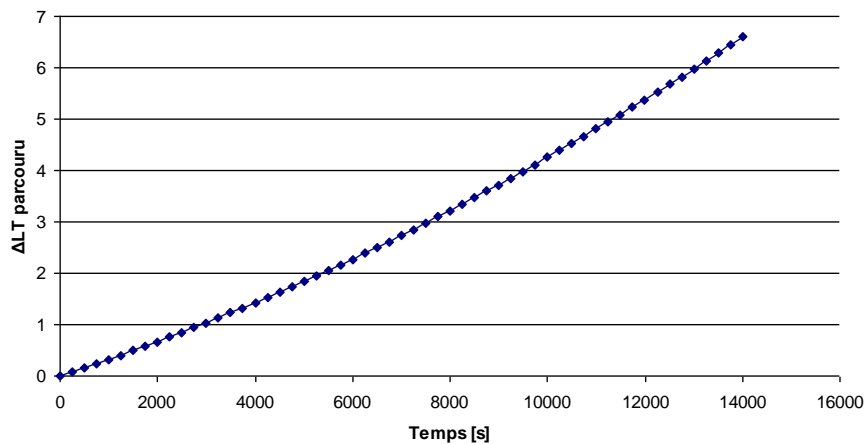
soit

$$v_H \approx \sqrt{\frac{2.50.10^3}{6,24.10^{18}} \times \frac{1}{1,67.10^{-27}}} \approx 3.10^6 \text{ m/s}$$

Par suite, on vérifie bien qu'un atome d'hydrogène est transporté de L=4 à L=1.2 en seulement quelques secondes :

$$\Delta t = \frac{\Delta L}{v_H} = \frac{(4-1,2).6,371.10^6}{3.10^6} \approx 6,37 \text{ s} \quad \text{avec } 1 \text{ Re} \approx 6,371.10^6 \text{ m}$$

Comme l'ordre de grandeur escompté du champ électrique a été précédemment trouvé avec les électrons qui ne sont évidemment pas affectés par le phénomène d'échange de charge, il est fortement probable qu'on assiste ici à ce phénomène avec les protons.



*Figure 85: Portion en temps local  $\Delta LT$  parcourue par les électrons à partir du temps initial d'observation des augmentations de flux (orage du 13 Novembre 1998)*

Bien que les deux orages analysés au sein de cette section 4.3 correspondent à des niveaux d'activité magnétique différents, l'estimation finale de la magnitude du champ électrique s'inscrit dans le même ordre de grandeur dans les deux cas. Par conséquent, cela concorde avec l'hypothèse d'un champ électrique faiblement ou non écranté et dont l'intensité est globalement constante au-delà d'un certain niveau d'activité magnétique. Ces estimations s'accordent également avec les observations de *Wygant et al. (1998)*, déduisant par calcul qu'un champ électrique de 4 à 7 mV/m appliqué à une particule le long de son trajet sur une période d'une heure résulterait en une injection de particules du courant annulaire en-deçà

de  $L=2.4$ . Qui plus est, cela correspond aussi aux résultats de *Ridley et Liemohn (2002)* obtenus par modélisation du courant annulaire asymétrique en période d'orage qui montrent l'existence de champs électriques locaux du côté nuit de la magnétosphère jusqu'à 5 mV/m.

#### 4.4. Confrontation de la méthode d'estimation à la simulation physique

En raison de la simplicité de la méthode établie précédemment, on cherche à voir si les estimations du champ électrique réalisées pour des cas d'orage particuliers, sont réalistes une fois incorporées au sein de la simulation des trajectoires de particules dans la magnétosphère interne.

Les protons étant moins propices à l'étude du champ électrique, on choisit de simuler une source d'électrons d'énergie de 1 keV (de sorte qu'à l'approche de la Terre, l'énergie de ces particules puisse être contenue dans la première gamme d'énergie du détecteur), répartie à  $L=4$  dans le plan équatorial depuis le crépuscule jusqu'à l'aube (du côté nuit de la magnétosphère, cf. Figure 86). La simulation est arrêtée au bout du temps  $\Delta t$  qui a servi à l'estimation de l'intensité du champ magnétique, à savoir le temps écoulé entre deux augmentations significatives du flux de particules entre deux lignes de champ distinctes. Le modèle de Tsyganenko 1989 est pris comme référence pour le champ magnétique et le modèle de McIlwain pour le champ électrique, étant donné les prédictions correctes de ce dernier dans la région interne de la magnétosphère (voir Chapitre 2.).

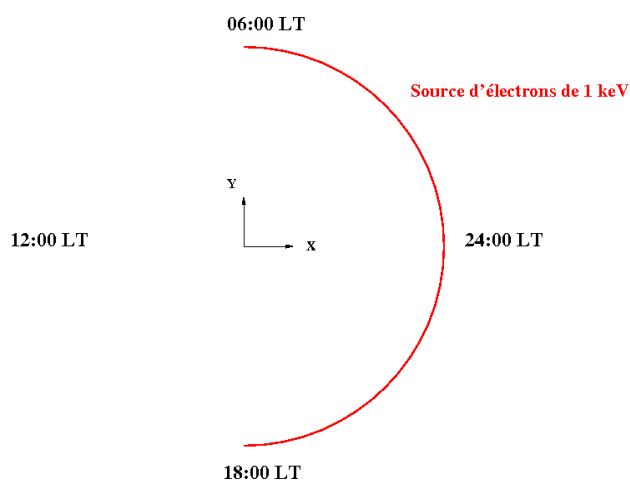


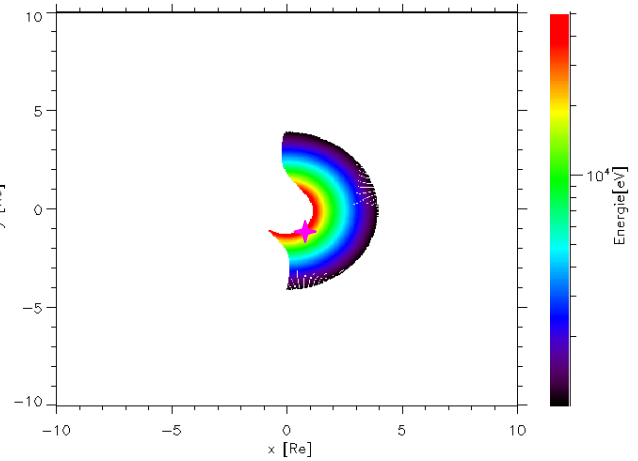
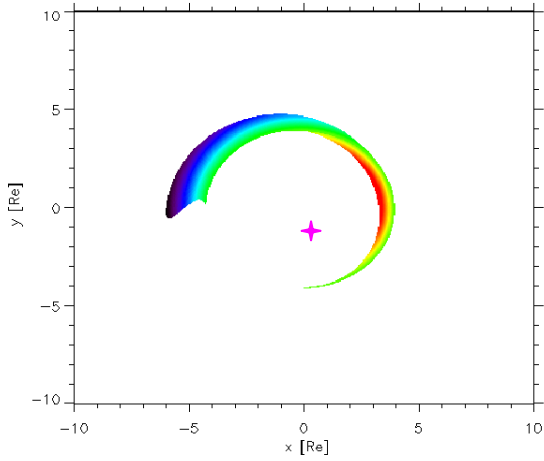
Figure 86 : Schématisation de la source d'électrons utilisée dans les simulations

Les deux cas d'orage étudiés précédemment dans la partie 4.3 sont repris pour être confrontés à la simulation. Chaque simulation comporte deux tests : dans le premier test, on lance la source d'électrons au niveau d'activité magnétique correspondant à l'orage et on stoppe au bout du temps  $\Delta t$  ; dans le second test, on procède exactement de même, à la différence que la valeur de la composante azimutale du champ électrique  $E_\phi$  estimée pour l'événement en question est ajoutée dans le calcul du champ électrique. Les résultats sont présentés sous forme de carte équatoriale de la trajectoire des particules dans le Tableau 13, dont l'échelle de couleur nous indique l'énergie des électrons au cours de leur transport.

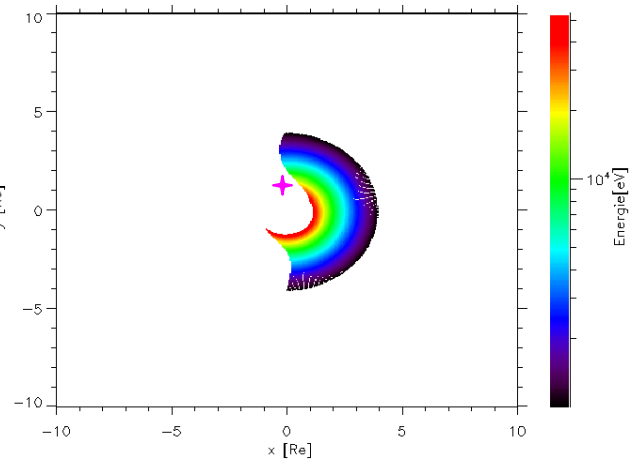
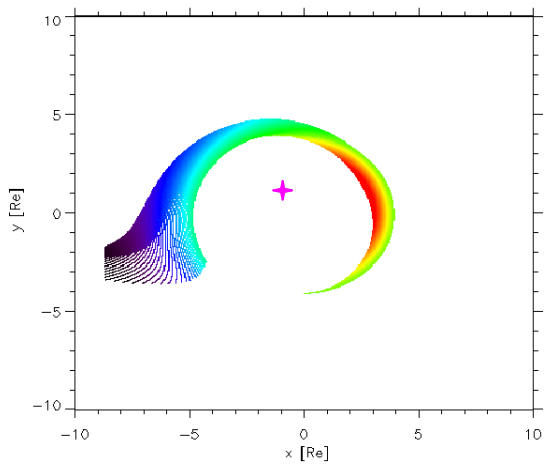
**Simulation sans l'ajout de la composante  
estimée  $E_\phi$**

**Simulation avec l'ajout de la composante  
estimée  $E_\phi$**

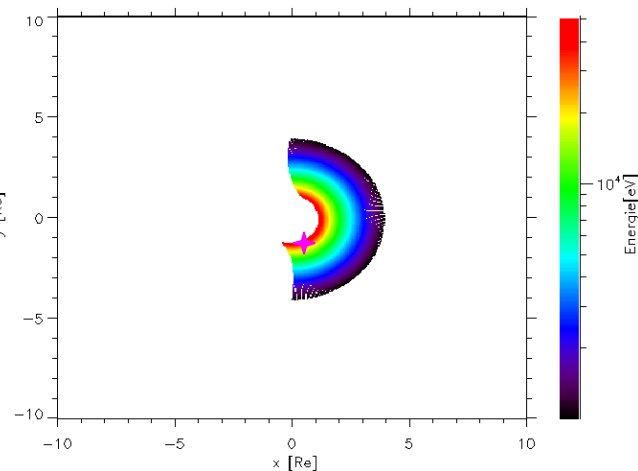
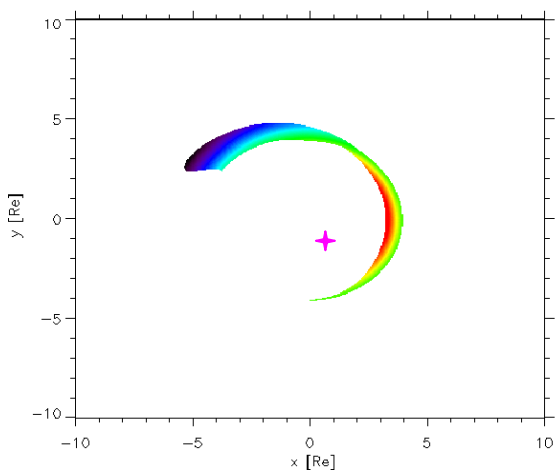
**13/11/1998**  $K_p=6-$ ;  $\Delta t=13744$  s ;  $E_\phi=4.3$  mV/m ; électrons observés à 19:27 LT à  $L=1.24$ .



**31/03/2001**  $K_p=9-$ ;  $\Delta t=16568$  s ;  $E_\phi=3.6$  mV/m ; électrons observés à 07:06 LT à  $L=1.24$ .



**22/09/1999**  $K_p=8$  ;  $\Delta t=6920$  s ;  $E_\phi=8.5$  mV/m ; électrons observés à 19:43 LT à  $L=1.24$ .



*Tableau 13 : Simulations de la pénétration d'électrons sans et avec l'ajout de la composante  $E_\phi$  estimée pour chacun des trois cas d'orage (novembre 1998, mars 2001 et septembre 1999)*

Connaissant grâce aux mesures l'endroit où sont observés les électrons à  $L=1,24$  après leur transport, il nous est possible de déduire si l'estimation faite du champ électrique est incorrecte dans le cas où les particules ne parviennent pas dans cette région. Cette confrontation de la méthode d'estimation à la simulation physique ne permet pas de valider assurément les valeurs obtenues de la magnitude du champ électrique, mais elle a l'avantage au moins de pouvoir les exclure en cas de résultat négatif.

La localisation d'arrivée des électrons à  $L=1,24$  donnée par les mesures est précisée sur chacune des cartes équatoriales dans le Tableau 13 par une étoile de couleur fuchsia.

Si l'on s'intéresse au premier cas, l'orage modéré du 13 novembre 1998, on s'aperçoit dans le premier test que les électrons dérivent naturellement du côté nuit au côté jour de la magnétosphère, assez loin de la Terre ( $L > 2$ ). Il en résulte donc que les particules n'atteignent pas la région où  $L=1,24$  et encore moins l'endroit où elles sont observées. En revanche, lorsque la composante azimutale du champ électrique  $E_\phi$  estimée avec la précédente méthode d'observation est ajoutée, on observe non seulement une forte pénétration de la majorité des électrons dans des régions de basse altitude, mais aussi le fait qu'ils parviennent effectivement à l'endroit donné par les mesures et dans la gamme d'énergie escomptée.

Etudions à présent le cas de l'orage violent du 31 mars 2001. Dans le premier test, il se produit de nouveau la même observation : les électrons dérivent assez loin autour de la Terre. Lors du second test, avec ajout de la valeur estimée de la composante azimutale  $E_\phi$ , on note de nouveau une importante pénétration des particules jusqu'à des régions de faibles valeurs de  $L$  : malheureusement, les électrons ne parviennent pas pour autant à la région supposée. Au bout du temps  $\Delta t$ , les électrons sont stoppés dans leur trajectoire une heure en temps local environ plus tôt que l'endroit des mesures à  $L=1,24$ . L'incertitude sur la valeur estimée  $E_\phi$  ne suffit pas à expliquer le possible décalage existant entre la simulation et les mesures ; cependant il convient de se rappeler que les modèles de champ magnétique et électrique utilisés dans le cadre de cette simulation, sont des modèles bâtis sur des mesures. Or la statistique de mesures faites à une activité magnétique équivalente à  $K_p=9$  est très faible. Ainsi il faut être très prudent avec les résultats donnés par de tels modèles dans des conditions extrêmes. Fort de cette hypothèse, c'est la raison pour laquelle un cas intermédiaire d'orage est testé : il s'agit d'un orage géomagnétique s'étant produit le 22 septembre 1999 à une activité magnétique équivalente à  $K_p=8$ .

Ce dernier cas d'étude moins extrême, mais correspondant tout de même à une forte activité magnétique, nous conforte dans nos résultats. Dans le premier test, les particules ne s'approchent pas près de la Terre, tandis que dans le second test, les électrons pénètrent profondément dans la région interne de la magnétosphère et atteignent la localisation donnée par les mesures.

Notons que ces cas ont également été simulés avec d'une part le modèle de champ électrique de Maynard & Chen et d'autre part, à l'aide des valeurs de potentiel électrique de Liemohn (voir Chapitre 2.).

Cette nouvelle étude nous a conduits aux mêmes résultats.

La méthode d'estimation du champ électrique se révélant cohérente au regard de la simulation physique en se fondant sur les arguments avancés, on s'attache dans un dernier temps à évaluer le champ électrique pour un échantillon d'événements particuliers à différents niveaux d'activité magnétique, afin de constater s'il existe ou non une relation entre le champ électrique de convection et l'activité magnétique.

#### 4.5. Application à différents cas d'orage

On cherche à déterminer s'il existe une relation entre l'intensité du champ électrique et le niveau d'activité magnétique. Pour cela, plusieurs orages magnétiques ont été passés en revue : une activité magnétique calme durant quelques jours avant la survenue de l'orage et la qualité des mesures sont les critères qui ont permis de sélectionner dix d'entre eux (voir la liste dans le Tableau 14).

Date de l'orage	Dst	Kp	Magnitude $E$ [mV/m]	
			Cas proton	Cas électron
06/08/1998	-138	7+	14.3	3.0
13/11/1998	-131	6-		4.3
22/09/1999	-173	8		8.5
23-24/05/2000	-147	7-		8.6
30-31/03/2001	-388	9-	6.1	3.6
24/11/2001	-221	8	36.5	11.7
29/10/2003	-354	9		28.7
22-23/07/2004	-101	6-	47.7	25.1
14/09/2004	-50	4+	Pas de mesures	2.6
19/08/2006	-71	6-		2.7

Tableau 14: Estimation de l'intensité du champ électrique dans les cas électron et proton pour dix orages magnétiques

On a précédemment montré qu'un champ électrique dont les caractéristiques seraient :

- peu ou pas d'écrantage de la plasmopause au-dessus d'un certain niveau d'activité magnétique,
- une intensité environ constante au-delà de ce niveau,

pouvait expliquer les augmentations de flux à faibles valeurs de  $L$  observées par le satellite NOAA POES 15.

Concernant la première caractéristique de ce type de champ, notons qu'il ne nous a pas été possible de trouver une intensification de la population de particules pour de faibles valeurs de  $L$  lors d'événements dont l'indice  $K_p$  est inférieur à 4. De plus, pour  $K_p=4+$ , il s'agit de l'unique événement que l'on ait trouvé à ce niveau d'activité magnétique, alors que pour de plus grandes valeurs de l'indice  $K_p$ , il est plus facile de trouver des orages présentant ce type d'observation. Cela suggère donc bien qu'il existe un niveau d'activité magnétique autour

d'un indice Kp de 4, à partir duquel des particules peuvent pénétrer profondément dans la magnétosphère interne en période d'orage grâce au champ électrique de convection.

Un échantillonnage de différents orages présentant une augmentation du flux de particules à faibles valeurs de L a été réalisé et l'intensité du champ électrique relatif à cette intensification de la population de particules à basse altitude a été estimée à chaque fois dans les cas électron et proton. Afin de mettre en évidence une éventuelle relation entre la magnitude du champ électrique et l'activité magnétique, on a sélectionné des orages correspondant à des activités magnétiques s'échelonnant d'un indice Kp de 4+ à 9 (cf. Tableau 14).

Les cellules grisées correspondent aux cas où l'intensité du champ électrique n'a pu être estimée, comme dans l'exemple du 11 Novembre 1998 (voir 4.3.2), en raison de l'intervalle de temps trop court entre les deux augmentations du flux de protons à L=1.24 et L=4.06. On considère dans ces cas qu'il s'agit d'un effet du phénomène du double échange de charge que l'on observe, dû à un transport rapide de neutres à basse altitude. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle on a moins de valeurs du champ électrique avec les protons. Il arrive aussi parfois qu'une absence de mesure nous empêche de calculer la valeur du champ, comme dans le cas du 14 Septembre 2004.

En raison de l'orbite du satellite, la meilleure résolution temporelle que l'on puisse avoir est de l'ordre de 10 minutes. Cela implique donc qu'il ne nous est pas possible d'observer d'hypothétiques champs électriques dont l'intensité serait supérieure à 100 mV/m. De la même manière, il nous est difficile d'accéder ici à des champs électriques dont l'intensité est inférieure à 2 mV/m car en 10 heures (délai associé), l'activité magnétique a pu subir d'importantes fluctuations et de ce fait, il est plus difficile de supposer qu'une augmentation de flux observée à une valeur de L soit due à la même phase de l'orage que l'augmentation qu'on constate le long d'une autre ligne de champ.

L'analyse des résultats obtenus dans le cas électron nous indique que l'intensité du champ électrique varie de 2.6 à 28.7 mV/m. On remarquera qu'on trouve des valeurs de magnitude similaires pour des cas d'orage dont le niveau d'activité magnétique est différent : par exemple, on aboutit à des estimations de l'intensité du champ très proches pour les événements du 14/09/2004 et du 19/08/2006 (2.6/2.7 mV/m), alors que le niveau d'activité magnétique qui leur est associé correspond respectivement à un indice Kp de 4+ et de 6-. Même observation pour les orages du 29/10/2003 (Kp=9) et du 22-23/07/2004 (Kp=6-) avec des intensités plus importantes (respectivement 28.7 et 25.1 mV/m). Il n'y a donc pas de relation clairement identifiable entre l'intensité du champ électrique et l'activité magnétique.

Une analyse similaire avec les protons nous conduit à une magnitude du champ électrique de l'ordre de 6.1 à 47.7 mV/m: pour chaque événement, on obtient une valeur plus grande que celle estimée dans le cas électron. Cela s'explique peut-être par la combinaison de l'effet du champ électrique et celui du double échange de charge, bien que les temps caractéristiques ne soient pas les mêmes. De toute façon, on ne doit pas s'attendre à obtenir les mêmes valeurs de champ dans les cas électron et proton puisque l'estimation réalisée ne s'effectue pas dans la même région de l'espace.

De manière générale, l'incertitude que l'on a sur l'estimation du champ électrique a tendance à augmenter à mesure que son intensité augmente également. Jusqu'à 5 mV/m, on a globalement une incertitude de +/- 1 mV/m sur les estimations faites. Ces incertitudes ne reposent pas intrinsèquement sur les mesures en elles-mêmes, mais sur l'intervalle de temps pendant lequel le satellite est susceptible d'observer les mêmes augmentations de flux autour de l'instant de mesure.

Le champ électrique statique en période calme est de l'ordre de quelques mV/m dans la magnétosphère interne. On remarquera donc que les estimations du champ électrique produit par le courant annulaire asymétrique en période d'orage sont bien plus élevées, comme évoqué par *Wygant et al. (1998)* qui montrèrent que l'intensité du champ électrique devait être plus importante d'un facteur 60 ou plus qu'en période calme.

Les intensités du champ électrique estimées dans le cas électron sont tracées en fonction de l'indice Kp pour les dix cas d'orage à la Figure 87.

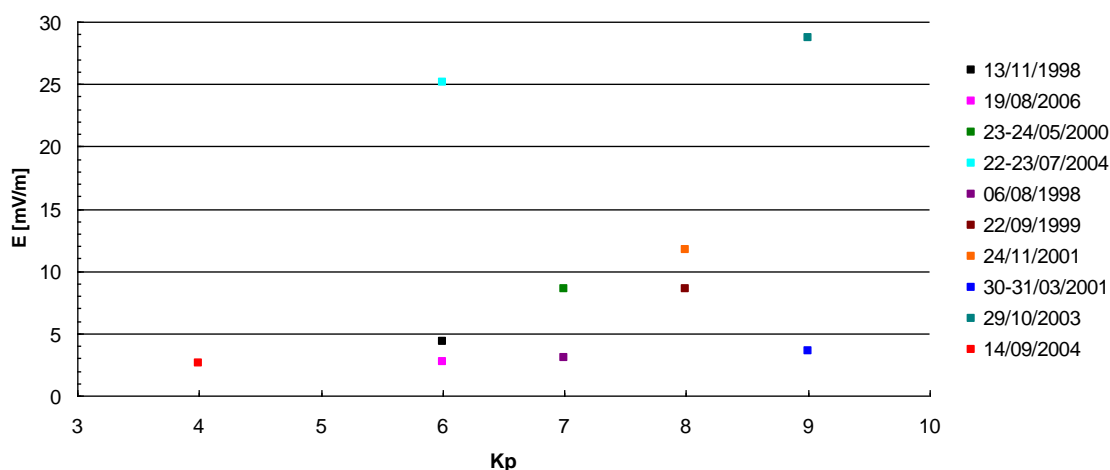


Figure 87: L'intensité du champ électrique évaluée dans le cas électron en fonction de l'indice Kp d'un orage donné

L'indice Kp nous suffit pour analyser la corrélation possible entre l'activité magnétique et la magnitude du champ électrique puisque il est estimé sur une période de quelques heures. Bien qu'il n'y ait pas de relation évidente entre l'intensité du champ et l'activité magnétique, on note que la magnitude du champ électrique prend facilement une valeur dans l'intervalle 2-10 mV/m quelque soit l'orage considéré au-delà de Kp=4. Cela concorde avec les résultats de *Rowland et Wygant (1998)* qui suggérèrent que durant la phase principale d'une orage géomagnétique intense, le champ électrique pouvait atteindre la valeur de 6 mV/m, entre L=2 et L=5, du côté du crépuscule. Cela coïncide également avec les travaux de modélisation de *Ridley et Liemohn (2002)* qui montrèrent qu'un champ électrique pouvait même atteindre la valeur de 10 mV/m en-dessous de 3 Re, dans le cas d'un orage aussi intense que celui étudié par CRRES (*Wygant et al., 1998*) avec un indice Dst d'environ -300 nT.

## 5. BILAN

Au-delà d'un certain niveau d'activité magnétique, il semble qu'un champ électrique significatif se met en place, induisant au passage une pénétration de particules dans la région interne de la magnétosphère jusqu'à de très faibles valeurs du paramètre de McIlwain L.

La phase principale de l'orage est celle supposée pendant laquelle l'arrivée de particules à basse altitude se produit. Les travaux menés ici ne l'ont pas clairement mis en évidence car à l'origine ce n'était pas le but de l'étude, mais d'autres analyses dans le futur permettront certainement d'en apporter la preuve.

Le niveau minimum pour la mise en place de ce champ électrique est relié à la dynamique magnétosphérique. En 1998, *Wygant et al.* d'ores et déjà observèrent une pénétration de particules pendant la survenue d'orages, lorsque le courant en anneau est plus intense. Dans tous les cas, l'étude réalisée ici a montré qu'un niveau d'activité magnétique de  $K_p > 6$  est suffisant pour la mise en place de ce champ électrique. Il a même été possible de trouver un événement à  $K_p = 4+$ , le 14/09/2004, pour lequel le champ électrique a été assez important (2.6 mV/m selon l'estimation dans le cas électron) pour amener des particules jusqu'à  $L = 1.24$ .

L'étude a également montré qu'au-delà de ce niveau d'activité magnétique, l'écrantage du champ est faible, voire non-existant, puisque nos estimations ont été réalisées en s'appuyant sur le transport de particules depuis  $L = 4.06$  jusqu'à  $L = 1.24$ . D'un point de vue analytique, cela est cohérent avec un champ électrique de type Volland & Stern dont le facteur d'écrantage est égal à 1, plutôt que  $\gamma = 2$ , et avec le modèle de McIlwain. Cela s'accorde également avec les mesures de *Rowland et Wygant (1998)* et les calculs menés par *Ridley et Liemohn (2002)*, qui ne montrent pas d'écrantage et même proposent un maximum de la magnitude du champ en-deçà de la position moyenne de la plasmopause. Sur ce point, on notera que *Rowland et Wygant (1998)* suggérèrent que pour des valeurs de  $K_p$  supérieures à 5, l'existence d'un écrantage était statistiquement incertaine, car l'échelle de temps des variations du champ électrique pouvait être plus rapide que celle de l'écrantage dans la magnétosphère interne durant l'orage.

Enfin, on relèvera que le niveau d'intensité du champ électrique reste à peu près constant au-dessus du niveau d'activité magnétique mentionné auparavant. D'ailleurs, les grandes valeurs de magnitude (autour de 30 mV/m) ont été trouvées aussi bien pour un indice  $K_p$  de 6 qu'au-delà.

Globalement, on estime le niveau d'intensité du champ électrique de 2 à 10 mV/m (selon les calculs réalisés dans le cas électron). On trouve parfois des valeurs supérieures à cette gamme. Bien que les estimations ont été faites ici pour différents cas d'orage grâce à l'arrivée rapide de particules depuis  $L = 4.06$  jusqu'à  $L = 1.24$ , le comportement long-terme du flux à faibles valeurs de L a tendance à montrer que ce niveau est conservé durant la totalité des orages. Si cette observation se confirme, cela expliquerait pourquoi le flux moyen de particules augmente durant la phase de déclin du cycle solaire, lorsque les trous coronaux induisent des orages d'intensité modeste mais de durée plus longue.



Il est néanmoins important de se rappeler que ces estimations de la magnitude du champ électrique dépendent du temps et de l'espace : en effet, il s'agit d'une valeur moyenne évaluée sur une période d'activité (de l'ordre de plusieurs heures, comme évoqué par *Wygant et al. (1998)*) et dans une région de l'espace, délimitée en temps local et en largeur par la distance parcourue par les particules entre deux lignes de champ frontières de l'intégration. Il est par conséquent difficile d'établir une réelle comparaison entre les différents cas d'orage présentés ici, dans la mesure où dans chaque cas la valeur estimée du champ ne correspond ni à la même région de l'espace ni à la même durée d'intégration. Cela serait cependant intéressant de pouvoir différencier l'intensité du champ électrique en fonction de la région de l'espace où elle est évaluée.

Toutefois, dans le cas électron, la confrontation de la méthode à la simulation physique aura permis de visualiser que l'ajout de la valeur estimée, certes moyennée, de la composante azimutale du champ électrique pour un événement donné, conduit bien effectivement à la pénétration de particules à très faibles valeurs de L et au temps local où les mesures les observent.

---

---

# CONCLUSION

En vue d'une meilleure connaissance de l'environnement spatial proche de notre planète, une étude et une modélisation du transport de plasma dans la région équatoriale interne de la magnétosphère auront été mises en œuvre au sein de cette thèse.

\*

Dans le cadre de la réalisation d'un code simple du transport de protons et d'électrons dans le plan équatorial, depuis le feuillet de plasma dans la queue magnétosphérique jusqu'au côté jour de la Terre, l'intérêt se sera porté sur les trois composantes fondamentales de la modélisation, à savoir : d'où viennent les particules, comment sont-elles transportées et comment sont-elles perdues ?

Le premier point a été rapidement soulevé, dans la mesure où la plupart des simulations présentées ici ont été réalisées en remontant le temps. Dans ce cas de figure, il n'est pas nécessaire de savoir d'où proviennent les particules pour pouvoir modéliser leur transport.

Concernant les deux autres axes de réflexion, une étude plus approfondie a été apportée.

La description dynamique des particules reposant sur la prise en compte des champs magnétique et électrique, il a été décidé de procéder à une étude paramétrique comparative des modèles utilisés pour ces champs. Le choix de modèles simples avec peu de paramètres en entrée aura été volontaire afin de se placer dans une configuration où les variables ont le plus de chance d'être indépendantes les unes des autres, et de permettre par conséquent de mieux cerner l'influence d'un paramètre sur l'ensemble du système.

A cette occasion, la comparaison de modèles de champ magnétique tels que ceux de Mead & Fairfield, Tsyganenko 1989 et Olson & Pfitzer en état calme, n'aura pas abouti à mettre en avant des différences significatives entre ces modèles quelque soit la méthode de comparaison choisie (morphologie des trajectoires, étude la séparatrice, critères physiques). Le point le plus divergent que l'on pourra malgré tout retenir entre ces différents modèles, est que la description de Tsyganenko 1989 fournit une évolution un peu plus lente en énergie des particules à l'approche de la Terre que les autres modèles. La dynamique magnétosphérique étant étroitement reliée à l'activité magnétique, c'est la raison pour laquelle le choix d'un modèle de champ magnétique de référence pour la suite se sera orienté sur les modèles présentant une prise en compte de l'activité magnétique par le biais de l'indice  $K_p$ . Le modèle de Tsyganenko 1989 a été en particulier sélectionné par rapport au fait que sa description du champ magnétique dans le système de coordonnées GSM permet une bonne prise en compte du plan de la source à distance de la Terre et parce qu'il est également le premier d'une lignée de modèles plus élaborés développés par le même auteur.

---

Ensuite, l'étude comparative des modèles de champ électrique de type Volland-Stern (tels que ceux de Boscher, Buzulukova & Vovchenko et Maynard & Chen), de Whipple et de McIlwain, aura mis en valeur que le champ électrique a une influence capitale sur la dynamique des particules dans la magnétosphère interne et que sa description est à ce jour peu établie. La classification de ces modèles se sera fondée sur leur similitude ou non dans l'expression de l'écrantage du champ : on aura ainsi réuni en une première famille tous les modèles basés sur une formulation de Volland-Stern du terme de convection avec un facteur d'écrantage égal à 2, et séparé d'un côté le modèle de Whipple qui ne prend en compte aucun écrantage et de l'autre côté, le modèle de McIlwain qui offre une expression plus complexe de l'écrantage du champ. La période de dérive des particules n'aura pas montré de variabilité selon les modèles utilisés, ce qui s'explique sans doute par le fait qu'il existe un lien étroit entre la période de dérive et le terme de corotation du champ électrique qui est pratiquement identique dans tous les cas de figure. En revanche, de fortes différences auront pu être observées du point de vue de la morphologie des trajectoires, de la localisation de la source de plasma, de l'évolution en énergie des particules, de la symétrie du champ et de l'évolution du potentiel électrique à distance de la Terre. Par conséquent, on retiendra que les modèles de type Volland-Stern offrent une bonne vision globale du champ électrique depuis la source du plasma dans la queue jusqu'au voisinage de la Terre, mais au détriment d'une description locale plus précise. Le modèle de Whipple fournit également une bonne compréhension de la source du plasma dans le feuillet, mais l'absence d'écrantage est à double entrée : elle serait bénéfique lorsque l'activité magnétique est importante car le modèle prédit alors une pénétration intéressante des particules dans la région interne de la magnétosphère, semblable aux travaux réalisés par *Ridley & Liemohn (2002)*, mais serait davantage moins bien adaptée aux temps calmes. Notons à ce propos que l'absence d'écrantage a été étudiée par *Thomsen et al. (2002)* et *Burke (2007)*. Enfin, le modèle de McIlwain introduit l'originalité d'une symétrie du champ électrique, décalée d'une heure dans le sens horaire par rapport à la symétrie classique aube-crêpuscule, et d'une expression complexe de l'écrantage prédisant l'atteinte d'un seuil à forte activité magnétique. Sa topologie dans la région interne de la magnétosphère semble davantage adaptée, mais l'origine des particules de basse énergie loin de la Terre n'est pas toujours en adéquation avec la géométrie du feuillet de plasma tel qu'on l'imagine (*Tsyganenko et Mukai, 2003*).

Suite à l'étude de la dynamique des particules énergétiques au regard des champs magnétique et électrique, l'intérêt s'est porté sur les pertes rencontrées au cours de leur transport. On s'est penché en particulier sur les pertes de protons causées par l'échange de charge entre un proton incident et un atome d'hydrogène de l'exosphère, phénomène relativement récurrent dans cette région de l'espace.

Plusieurs modèles d'exosphère ont été mis à contribution : ceux de la famille MSIS, déclinés sous les versions MSIS86, MSISEgo et NRLMSISE00, et le modèle exosphérique H de Hodges. Ces modèles fournissent la densité d'hydrogène dans l'exosphère, information nécessaire à l'estimation de la perte de protons par échange de charge. Une étude paramétrique comparative a de nouveau été lancée avec ces modèles, en se fondant sur la base de référence des mesures de densité d'atomes d'hydrogène dans l'espace de *R. L. Rairden (1986)* et en extrapolant pour l'occasion les modèles MSIS au-delà de 500 km.

---

Sûrement en raison de cette extrapolation, les différentes versions des modèles MSIS ne présentent que peu de variation dans leur estimation globale de la densité d'hydrogène en altitude. C'est la raison pour laquelle il aura été choisi par la suite de ne tenir compte que d'une version de ces modèles, à savoir MSIS86, modèle d'ailleurs conseillé par ses auteurs au-delà de 120 km d'altitude. L'étude approfondie des modèles MSIS86 et de Hodges aura mis en évidence que ce dernier modèle est celui qui donne la meilleure estimation de la densité d'hydrogène au regard des mesures dans des conditions similaires. Malgré la dégradation rapide de l'estimation donnée par le modèle MSIS86 avec l'altitude, ce modèle peut garder un intérêt en-deçà de 6 Re de par sa sensibilité en temps local (dualité jour-nuit) et sa capacité à intégrer une valeur précise du flux solaire radio en entrée. Or, dans les deux cas d'étude avec les modèles MSIS86 et de Hodges, le flux solaire se sera révélé comme un paramètre clef dans la modélisation de l'exosphère. On se rappellera par ailleurs que l'influence des saisons sur la densité d'hydrogène dans l'exosphère est faible et que même si l'influence de l'activité magnétique l'est moins a priori (observation faite avec le modèle MSIS86), il n'en demeure pas moins que le modèle de Hodges fournit une meilleure prédiction de la densité d'hydrogène alors même que l'indice Ap relatif à l'activité magnétique est fixé et ne peut ainsi être changé.

On retiendra que les pertes de protons par échange de charge concernent principalement les particules dont l'énergie avoisine approximativement la dizaine de keV et dont la localisation spatiale se situe dans le secteur 03:00-15:00 LT près de la Terre, région où le temps de résidence est plus long et par conséquent, où la probabilité d'interaction avec le milieu est plus grande. C'est pourquoi l'estimation de ce type de pertes nécessite un bon modèle d'exosphère surtout en-dessous de 3 Re d'altitude.

\*

L'importance du champ électrique s'étant clairement révélée dans ce travail de modélisation du transport de plasma, cette thèse aura été également l'opportunité d'utiliser les mesures des satellites d'observation NOAA POES dans le but de mieux cerner le rôle joué par le champ électrique sur les populations de particules présentes dans la magnétosphère interne.

Les détecteurs MEPED à bord de ces satellites mesurent les flux de protons et d'électrons approximativement dans la direction du zénith (détecteur 0°) et dans la direction perpendiculaire à cette dernière (détecteur 90°). On se sera particulièrement focalisé sur le détecteur 0°, plus propice à l'observation des particules transportées, dans les premières gammes d'énergie disponibles, à savoir 30-80 keV pour les protons et >30 keV pour les électrons. L'avantage considérable de la longue période d'opération en vol de ce type de satellite aura permis de mettre en relief la pénétration de particules jusqu'à de très faibles valeurs de L sur dix années de mesures et concomitante à la survenue d'orages géomagnétiques.

Les maxima des flux de protons et d'électrons observés durant la phase de déclin du cycle solaire, période d'orages magnétiques dus aux trous coronaux se caractérisant par une intensité modérée mais de durée plus longue, se seront inscrits dans la logique d'un champ électrique de convection présentant peu d'écrantage de la plasmopause au-delà d'un certain

---

niveau d'activité magnétique et dont l'intensité est globalement constante au-delà de ce niveau. Dans le cas proton, la part d'action du phénomène d'échange de charge portée sur les particules aura à tout moment été discutée mais ne suffit à l'explication des mesures et en outre, est évidemment exclue des observations similaires faites avec les électrons.

La mise en place d'un tel champ électrique est reliée à la dynamique magnétosphérique. Le passage en revue de divers cas d'orage aura mis en évidence qu'un niveau d'activité magnétique équivalent à un indice  $K_p$  supérieur ou égal à 6, est suffisant pour mettre en place ce type de champ électrique et amener des particules à faibles valeurs de  $L$ . Il aura été même possible de trouver un événement à  $K_p=4+$  pour lequel la pénétration de particules à basse altitude est également observable.

Après avoir pu définir le niveau d'activité magnétique pour lequel le champ électrique se met en place, l'étude aura montré que l'écrantage du champ est très faible, voire nulle, au-delà de cette frontière. Cela concorde d'ailleurs avec les conclusions tirées de l'étude paramétrique sur le champ électrique, à propos du modèle de Whipple à plus forte activité magnétique.

La méthode d'estimation du champ électrique à partir notamment du flux d'électrons entre deux lignes de champ distinctes, en l'occurrence entre  $L=1.24$  et  $L=4.06$ , aura abouti à une magnitude comprise approximativement entre 2 et 10 mV/m pour 80% des cas étudiés et ce, quelque soit le niveau d'activité magnétique qui leur correspond. Ce résultat confirme qu'une fois le champ électrique de convection mis en place, son intensité n'est pas sensible au niveau d'activité magnétique et demeure à peu près constante. Bien que ces estimations soient seulement des moyennes de l'intensité du champ électrique pour une région donnée de l'espace et pendant un temps de parcours des particules donné, la confrontation de cette méthode à la simulation physique aura montré une reproductibilité de la pénétration de particules à l'endroit où les mesures les observent, en tenant compte de la valeur estimée de la composante azimutale du champ électrique de convection dans la simulation.

Ainsi les données extraites des satellites NOAA POES auront permis de caractériser le champ électrique auquel les particules dans la magnétosphère interne sont soumises, au cours de périodes d'activité magnétique de niveau moyen à intense.

---

# Perspectives

Dans le cadre de l'étude paramétrique comparative des modèles de champs magnétique et électrique, il a été mentionné que trois axes étaient fondamentaux dans la modélisation du plasma : la source, le transport et les pertes de particules. Une étude approfondie de la caractérisation de la source de plasma dans la magnétosphère terrestre n'a pas été menée dans le cadre de cette thèse, puisque les simulations présentées au sein de ce mémoire s'en affranchissaient. Néanmoins, les connaissances accumulées au fur et à mesure du temps sur le plasma magnétosphérique d'énergie inférieure au MeV conduiront très probablement à une extension du modèle Salammbô de l'unité, dédié uniquement jusqu'à présent aux ceintures de radiation. Par conséquent, la possible modélisation dans le futur de ce plasma moins chaud nécessitera une meilleure connaissance à la base de la source de particules : quelle est la géométrie du feuillet de plasma ? quelles sont les populations qui le composent ? comment ces populations sont-elles distribuées ?

De plus, la modélisation du transport de plasma a été réalisée ici dans le plan équatorial, par conséquent une amélioration naturelle de ce modèle consisterait à l'étendre aux particules en dehors de l'équateur, afin de prendre en compte une autre dimension de la dynamique.

Par ailleurs, lors de la simulation des trajectoires de particules en remontant le temps, on avait pu identifier l'existence d'un *point conjugué* où les trajectoires des particules se recroisaient, indépendamment de leur énergie et de leur nature. Etant donné que la position de ce *point conjugué* varie en fonction du modèle de champ utilisé, cette caractéristique aurait pu être un critère pour tester le degré de réalisme d'un modèle en s'appuyant sur des mesures. Toutefois, trouver des mesures dans les configurations temporelle et spatiale que l'on désire dans ce but s'avère sans doute une tâche pratiquement impossible et qui plus est, ne garantit pas le suivi des particules d'un point à l'autre.

Concernant les modèles d'exosphère, leur importance a été établie dans l'estimation des pertes de protons dans la magnétosphère interne. Il avait alors été montré que le modèle exosphérique H de Hodges donnait une très bonne estimation de la densité d'hydrogène en altitude au regard des mesures de R. L. Rairden. Toutefois, ce modèle n'étant paramétré que pour des conditions de faible activité magnétique ( $A_p=15$ ), il serait intéressant de s'assurer de la robustesse de ses résultats à forte activité magnétique. Un effort de recherche d'autres mesures de densité d'hydrogène dans l'exosphère, voire d'acquisition de nouvelles mesures, permettrait ainsi d'en avoir l'assurance et par la même occasion, permettrait de tester de nouveau le modèle MSIS86 dans d'autres conditions, près de  $L=2$  où son extrapolation donnait de bons résultats. Un rapprochement avec les résultats produits par le modèle semi-empirique de densité atmosphérique DTM du CNES serait également à prévoir, sachant que ce dernier modèle prend mieux en compte l'activité géomagnétique que le modèle MSIS86.

---

Par ailleurs, la contribution des ions  $O^+$  ne pourra à terme plus être ignorée dans le cadre de la poursuite de la modélisation du transport des particules dans la magnétosphère interne. En effet, si la présence de cette espèce est négligeable par temps calme, sa densité peut se révéler équivalente à celle des protons vers 4-5 Re lors d'orages magnétiques (*Sheldon et Hamilton, 1993 ; Daglis, 1997 ; Delcourt, 2002*).

Ensuite, concernant le champ électrique étudié à l'aide des mesures NOAA POES et induisant la pénétration de particules dans des régions de faible altitude, il est supposé être mis en place durant la phase principale d'un orage. Ce point n'a pas été démontré dans cette thèse et il serait donc intéressant de faire une statistique sur plusieurs cas d'orage pour en apporter la preuve.

Dans la même lignée, il serait intéressant de savoir si le champ électrique se met en place dès un niveau d'activité magnétique équivalent à  $K_p=4+$ . L'observer dans un seul cas d'orage ne permet pas de l'affirmer, mais augmenter la statistique en étudiant des orages dont l'activité magnétique avoisine globalement un niveau équivalent à  $K_p=4$  ou 5 permettrait de le confirmer ou de l'infirmer.

L'évolution récente des orbites des quatre satellites Cluster, où chacun est équipé de deux instruments de mesure du champ électrique (EFW et EDI), permet de couvrir pour la première fois la magnétosphère interne avec une instrumentation aussi précise. Ces mesures, surtout avec l'arrivée du nouveau cycle solaire, devraient fournir une base de données permettant de confronter aux observations directes nos estimations du champ électrique lors de périodes de forte activité magnétique.

Une étude intéressante pourrait consister à se doter d'une statistique correcte de cas d'orage, où pour chaque cas on vient estimer le champ électrique dans une région donnée de l'espace. De proche en proche, on pourrait ensuite construire une cartographie de l'intensité du champ électrique en fonction de la distance radiale et du temps local. La possible réalisation d'une telle étude pourrait conduire à dresser une topologie globale du champ électrique de convection dans le plan équatorial.

Enfin, en raison de l'influence importante du champ électrique sur la trajectoire des particules, plusieurs voies d'exploration dans le cadre d'une future thèse pourraient être envisagées :

- a) la comparaison de la caractérisation obtenue du champ électrique aux modèles et mesures ionosphériques

Le champ électrique généré dans la magnétosphère se projette dans l'ionosphère, ainsi les modèles et mesures ionosphériques peuvent apporter une base de travail intéressante dans la poursuite de sa caractérisation. Le modèle **Ionosphere Magnetosphere Model (IMM)** de *Peymirat et Fontaine (1994)* permet d'obtenir le flux des particules magnétosphériques précipitant dans la haute atmosphère terrestre, la distribution des potentiels ionosphérique et magnétosphérique, ainsi que la distribution des courants alignés. Ce modèle peut ainsi prédire la distribution du champ électrique : un rapprochement avec les résultats donnés par ce dernier pourrait être fait. De la même manière, l'exploitation des données radar EISCAT (en zone aurorale) ou de

---

Millstone Hill (aux moyennes latitudes) pourrait conduire à une meilleure compréhension du champ électrique. Le réseau radar SuperDARN en zone aurorale aura d'ailleurs mis en évidence que l'intensité du champ électrique pouvait atteindre de fortes valeurs (jusqu'à 150 mV/m).

b) l'étude comparative avec des modèles du type « **Rice Convection Model** » (RCM)

Les modèles du type RCM (mais aussi RAM, CRCM,...) utilisent une description cinétique du transport du plasma magnétosphérique (*Wolf et al., 2006*). Leur utilisation récente au sein de la communauté scientifique aura démontré leur aptitude à décrire de manière assez réaliste le transport, l'accélération et les pertes de particules dans la magnétosphère. Ces modèles ne prennent cependant pas bien en compte l'action du plasma sur les champs magnétique et électrique. Toutefois la considération de ces modèles serait très intéressante dans le cas d'une étude plus approfondie de la topologie du champ électrique.

c) la prise en compte des interactions ondes-particules

Les électrons peuvent rencontrer localement différents types d'onde au cours de leur trajet dans la magnétosphère interne et interagir avec celles-ci. Ainsi la modélisation du transport de plasma ne pourra à terme s'affranchir de la prise en compte de ces ondes et du rôle qu'elles jouent dans la perturbation de la propagation des particules.





---

# ANNEXES

**Annexe A** : superposition des équateurs des repères GSM, SM et GEO

**Annexe B** : trajectoires de particules avec le modèle de Tsyganenko 1989

**Annexe C** : représentation vectorielle de la vitesse de dérive dans le plan équatorial

**Annexe D** : tableau récapitulatif de l'étude paramétrique sur la modélisation du transport de plasma

**Annexe E** : ceinture équatoriale de protons à faible activité magnétique

**Annexe F** : publication soumise à Annales Geophysicae

## ANNEXE A

La Figure 88 qui suit représente les repères GSM, SM et GEO en configuration à l'équinoxe. L'axe de rotation de la Terre tourne au cours de l'année de l'angle formé avec le plan de l'écliptique ( $\alpha=23^{\circ}27'$ ) autour de l'axe  $z$  du repère GSM, repère orienté dans la direction du Soleil par son axe  $x$ . L'axe  $z$  du repère SM est quant à lui orienté en direction de l'axe du dipôle magnétique terrestre et forme un angle  $i$  de  $11^{\circ}$  avec l'axe de rotation de la Terre en évoluant autour de lui au cours de la journée.

C'est la raison pour laquelle le cas le moins favorable moyen au cours d'une journée pour confondre les équateurs de chacun de ces repères correspond à l'angle  $\alpha$ , soit à une erreur en colatitude de  $66^{\circ}33'$ .

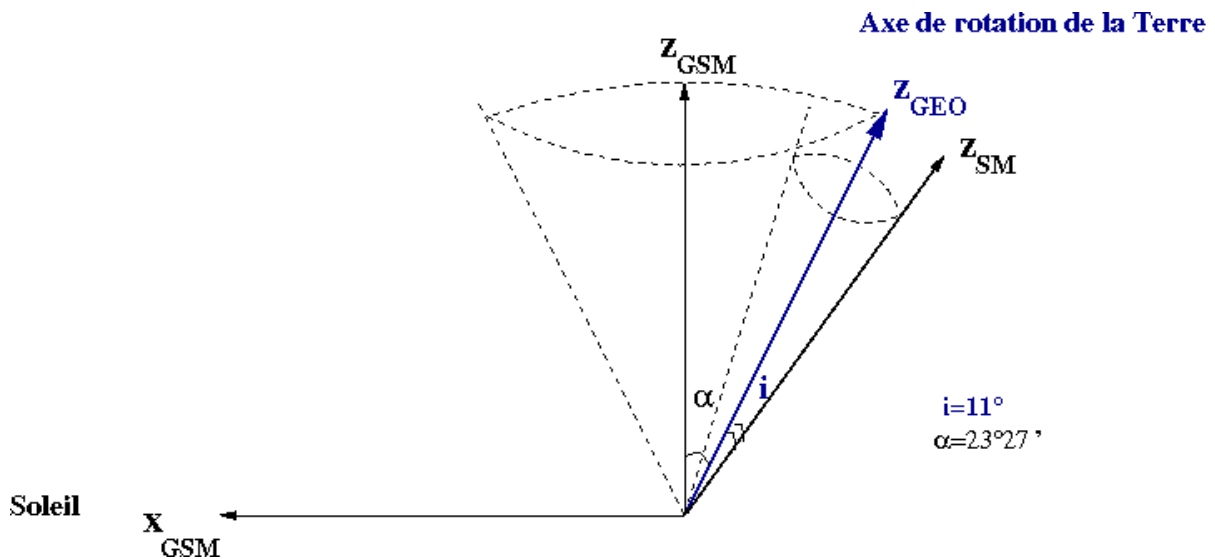


Figure 88: Configuration à l'équinoxe des repères GSM, SM et GEO

Pour une colatitude de  $66^{\circ}33'$ , le calcul nous mène à un pire cas moyen sur une journée d'un angle d'attaque équatorial  $\alpha_{eq}$  de  $44^{\circ}29'$ . Afin de se donner une idée de l'erreur qu'on commet dans ce pire cas, on trace les cartographies du flux moyen omnidirectionnel d'électrons et de protons autour de 30 keV selon le paramètre de Roederer  $L^*$  et l'angle d'attaque équatorial  $\alpha_{eq}$ . Les Figure 89 et Figure 90 illustrent ces flux pour la période arbitraire de 2004-2005, grâce aux données respectives des satellites CLUSTER 1 pour les électrons et POLAR pour les protons, au regard du nombre de mesures utilisées pour le calcul de la moyenne. On choisit une zone d'observation aux environs de la plasmopause, les flux omnidirectionnels sont ici représentés pour  $4 < L^* < 5$ .

L'analyse des figures permet de se rendre compte du profil du flux depuis  $\alpha_{eq}=90^\circ$  à  $\alpha_{eq}=44^\circ 29'$ . Il semble que le profil entre ces deux valeurs d'angle d'attaque équatorial soit relativement plat, aussi bien pour les électrons que pour les protons. De ce fait, l'hypothèse émise de superposition des équateurs des repères GSM, SM et GEO est raisonnable pour des particules de basse énergie et dans le cadre d'une étude qualitative.

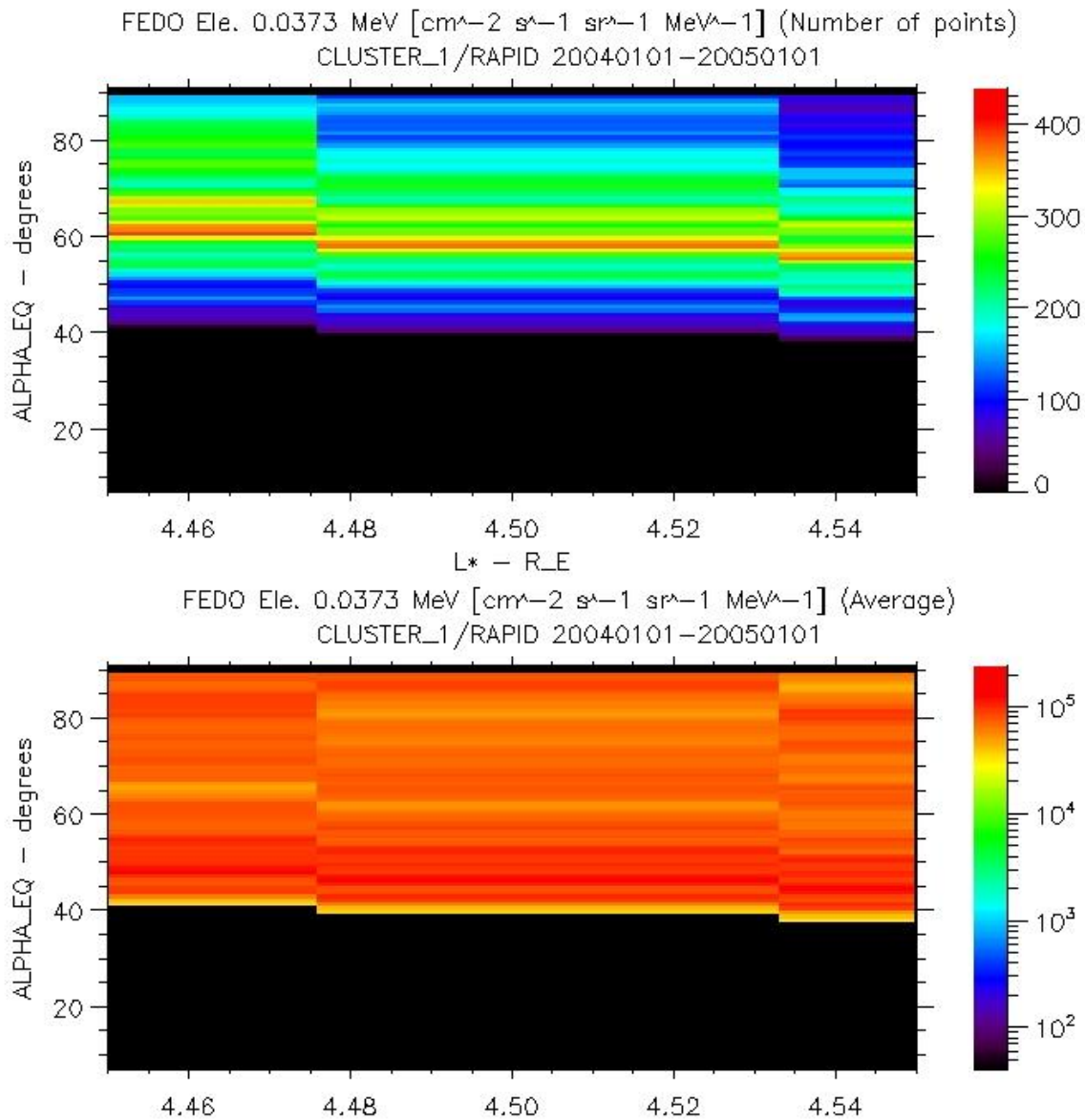


Figure 89: Cartographie ( $L^*$ ,  $\alpha_{eq}$ ) du flux omnidirectionnel d'électrons (en bas) et nombre correspondant de points de mesure réalisés par CLUSTER 1 (en haut) pour des énergies autour de 37.3 KeV

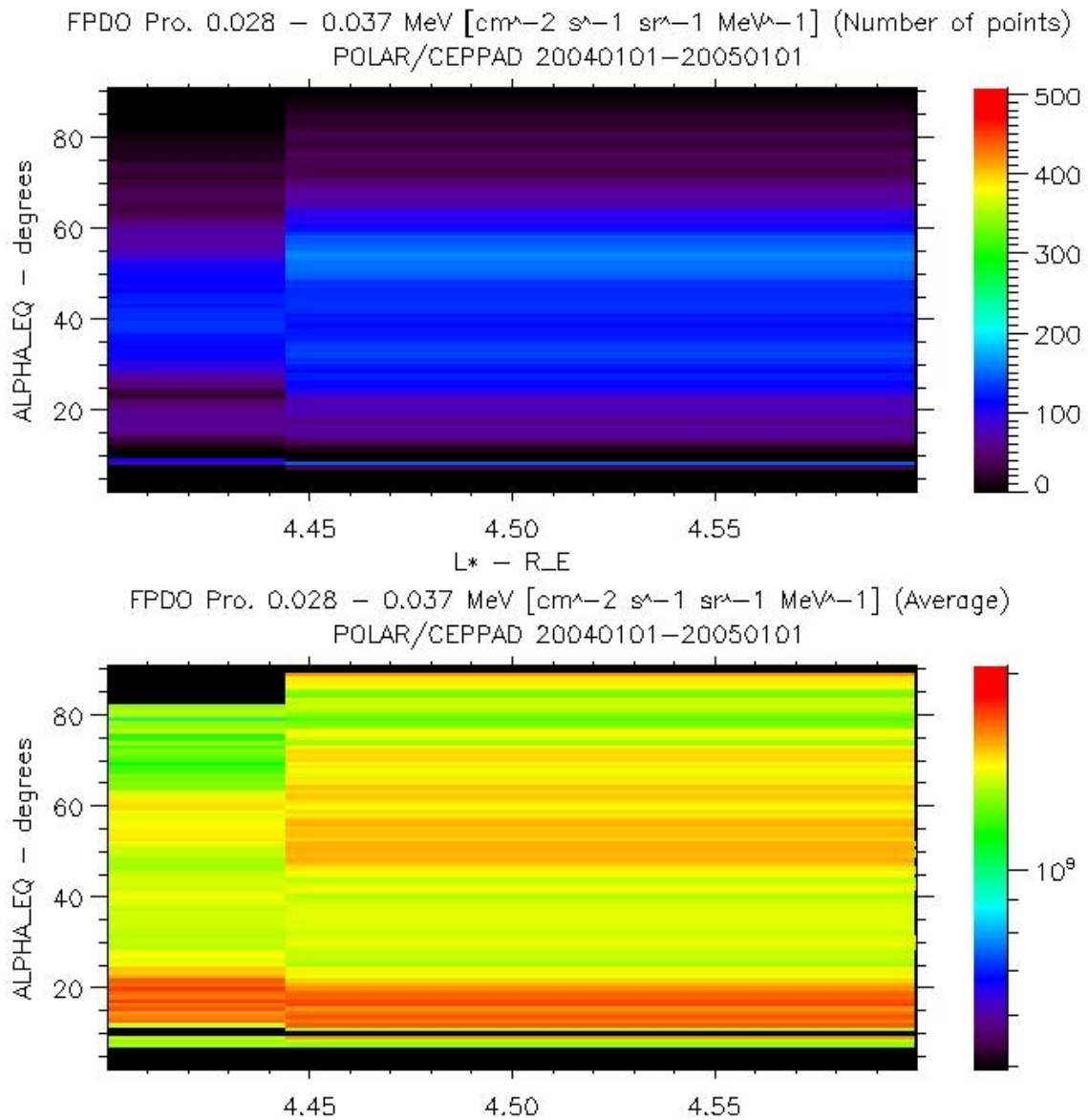


Figure 90: Cartographie ( $L^*$ ,  $\alpha_{eq}$ ) du flux omnidirectionnel de protons (en bas) et nombre correspondant de points de mesure réalisés par POLAR (en haut) pour la gamme d'énergie 28-37 keV

## ANNEXE B

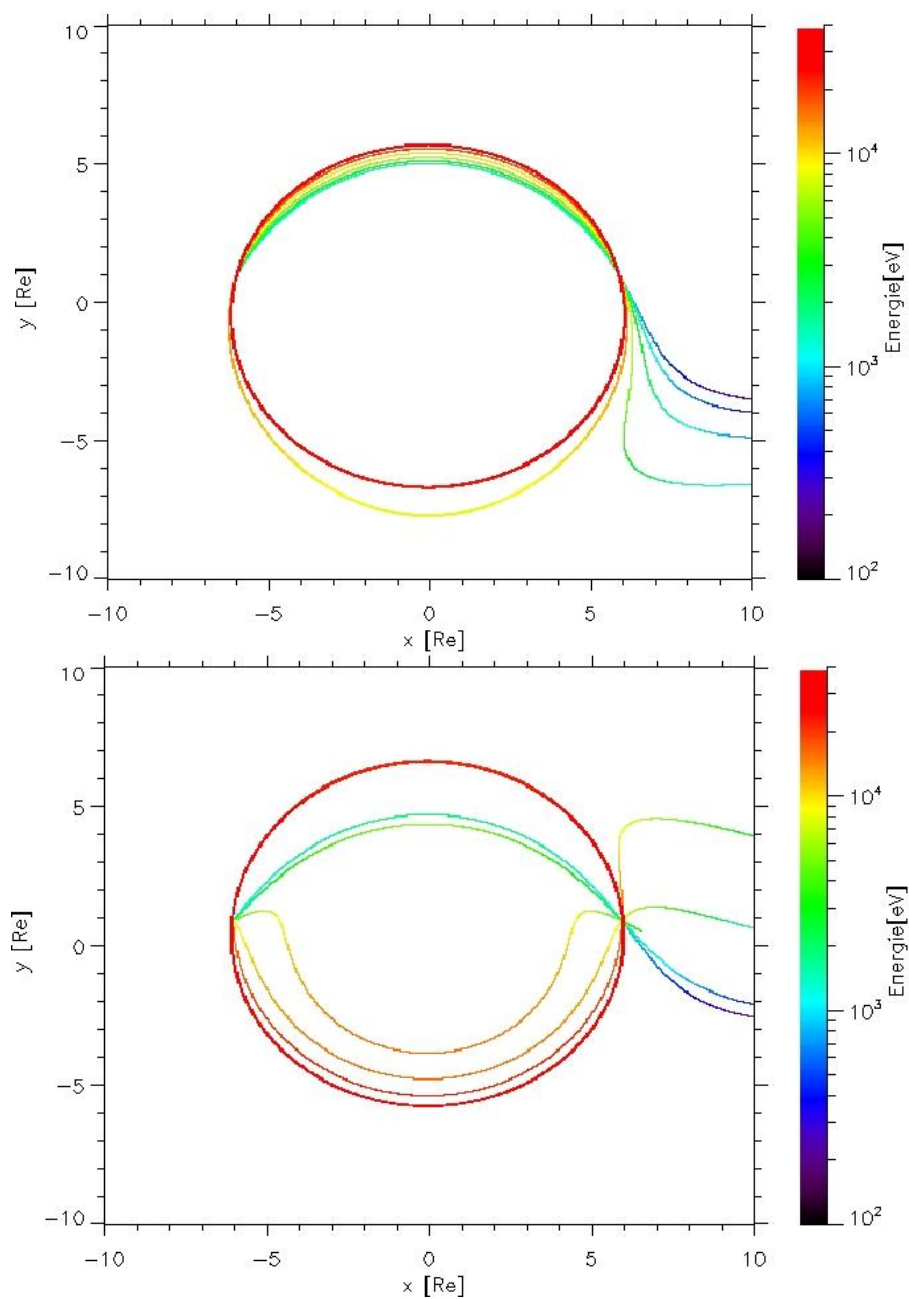
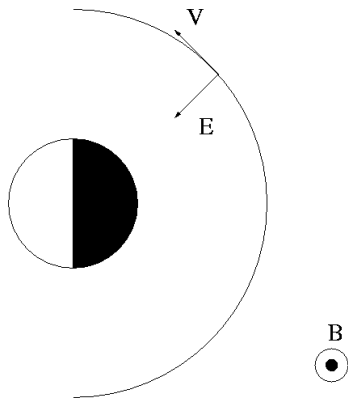


Figure 91 : Trajectoires d'électrons (en haut) et de protons (en bas) dans le plan équatorial avec le modèle de Tsyganenko 1989 et un modèle de champ électrique de type Volland-Stern à  $Kp=3$

## ANNEXE C



Le schéma ci-contre représente la Terre vue dans le plan équatorial, la vitesse de dérive  $v_{dérive}$  y est calculée comme suit :

$$v_{dérive} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2}, \text{ avec } \mathbf{E} \text{ et } \mathbf{B} \text{ les champs électrique et magnétique.}$$

La vitesse de dérive est représentée dans le plan équatorial avec respectivement les modèles de champ électrique de Maynard & Chen et de McIlwain.

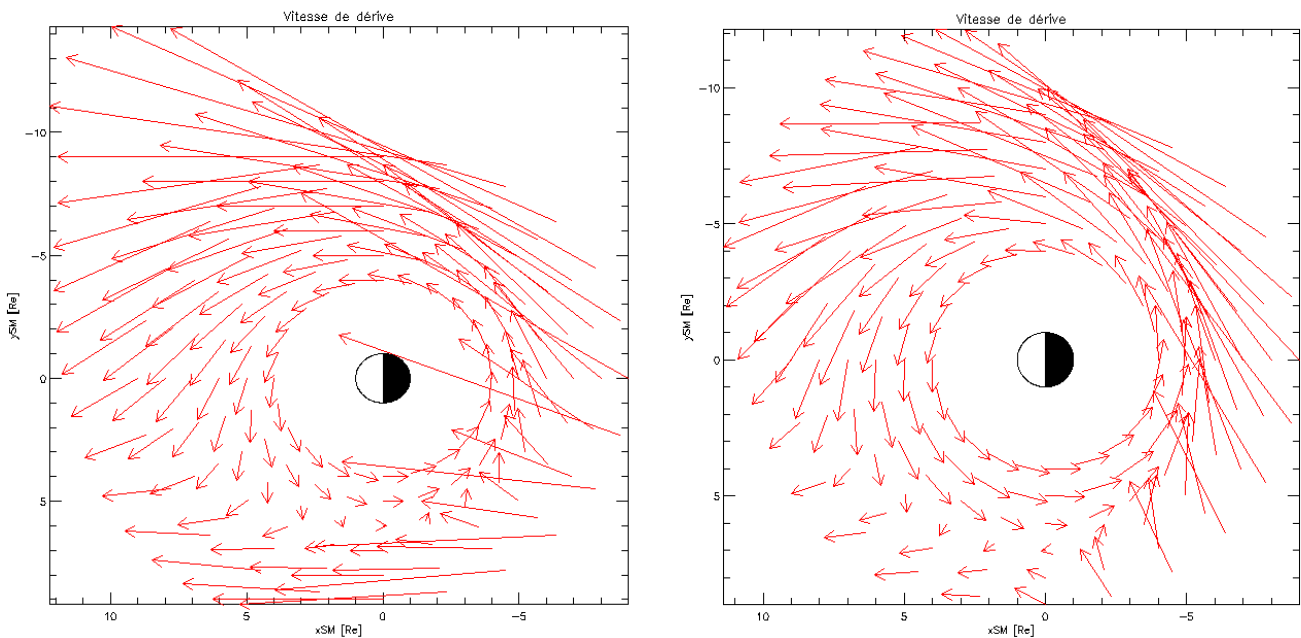


Figure 92: Représentation vectorielle de la vitesse de dérive avec les modèles de champ de Maynard & Chen (à gauche) et de McIlwain (à droite)

---

## **ANNEXE D**



			<b>Différences maximum obtenues</b>	<b>Distance radiale [Re]</b>	
<b>Transport de particules</b>  <i>Modèles de champs magnétique et électrique</i>	Changement du modèle de champ magnétique <i>Critères : position Y, temps et énergie (à 10 Re côté nuit)</i>	Tsyganenko 1989 ↔ Olson & Pfitzer	1.32 <i>(en temps)</i>	10	
		Tsyganenko 1989 ↔ Mead & Fairfield	3.42 <i>(en énergie)</i> $\Delta Y=0.6$ Re <i>(position)</i>	10	
	Changement du modèle de champ électrique <i>Critère : potentiel</i>	Boscher ↔ Maynard & Chen (réf.) ↔ Buzulukova & Vovchenko	$\Delta\Phi = -1.7$ kV	10	
		Whipple ↔ Maynard & Chen	$\Delta\Phi = 1,4 \cdot 10^1$ kV	10	
		McIlwain ↔ Maynard & Chen	$\Delta\Phi = 2.7$ kV	7	
<b>Perte</b>  <i>Modèles d'exosphère</i>	Changement du modèle d'exosphère <i>Critère : densité d'hydrogène</i>	MSIS86 ↔ MSISE90	1	$\geq 1.08$	
		MSIS86 ↔ NRLMSISE00	1.24	1.08	
	Changement de valeur d'un seul paramètre d'entrée de <b>MSIS86</b> <i>Critère : densité d'hydrogène</i>	Saison	1.14	10	
		Temps local <i>(3, 9, 15 ou 21 h)</i>	2.19	10	
		Indice Ap <i>(15 ou 200)</i>	2.25	10	
		Flux solaire radio <i>(60 ou 200 F.S.U.)</i>	5.8 3.8	10 5	
		Équinoxe ou Solstice	1.33	1.42	
	Changement de valeur d'un seul paramètre d'entrée de <b>Hodges</b> <i>Critère : densité d'hydrogène</i>	Temps local <i>(3, 9, 15 ou 21 h)</i>	2.73 <1.41	1.04 >1.04	
		Flux solaire radio <i>(80, 130, 180 et 230 F.S.U.)</i>	7.02	1.04	
		Comparaison aux mesures de <b>R. L. Rairden</b>	Hodges	2.32	6
	MSIS86		13.54 <2.36	10 $\leq 4$	
	<b>Perte</b>  <i>Echange de charge</i>	Comparaison des pertes due à l'échange de charge entre un proton et un atome d'hydrogène par rapport aux pertes totales		Proche de 1	$\leq 8$

Tableau 15 : Principales différences relatives aux changements de modèles et de paramètres

## ANNEXE E

Les cartographies suivantes du flux de protons de la gamme d'énergie 30-80 keV avec le détecteur 0° sont moyennées depuis le 27/07/04 jusqu'au 01/08/04, pour être globalement centrées sur la journée du 29/07/04 qui présente un indice Kp très faible et un Dst moyennement fort. Notons qu'il s'agit de mesures de trois satellites NOAA POES (15, 16 et 17), ce qui nous permet d'avoir une bonne vision de la ceinture équatoriale en temps local puisque chaque orbite est globalement centrée autour de deux temps locaux (06:00/18:00, 03:00/15:00 et 10:00/22:00 MLT).

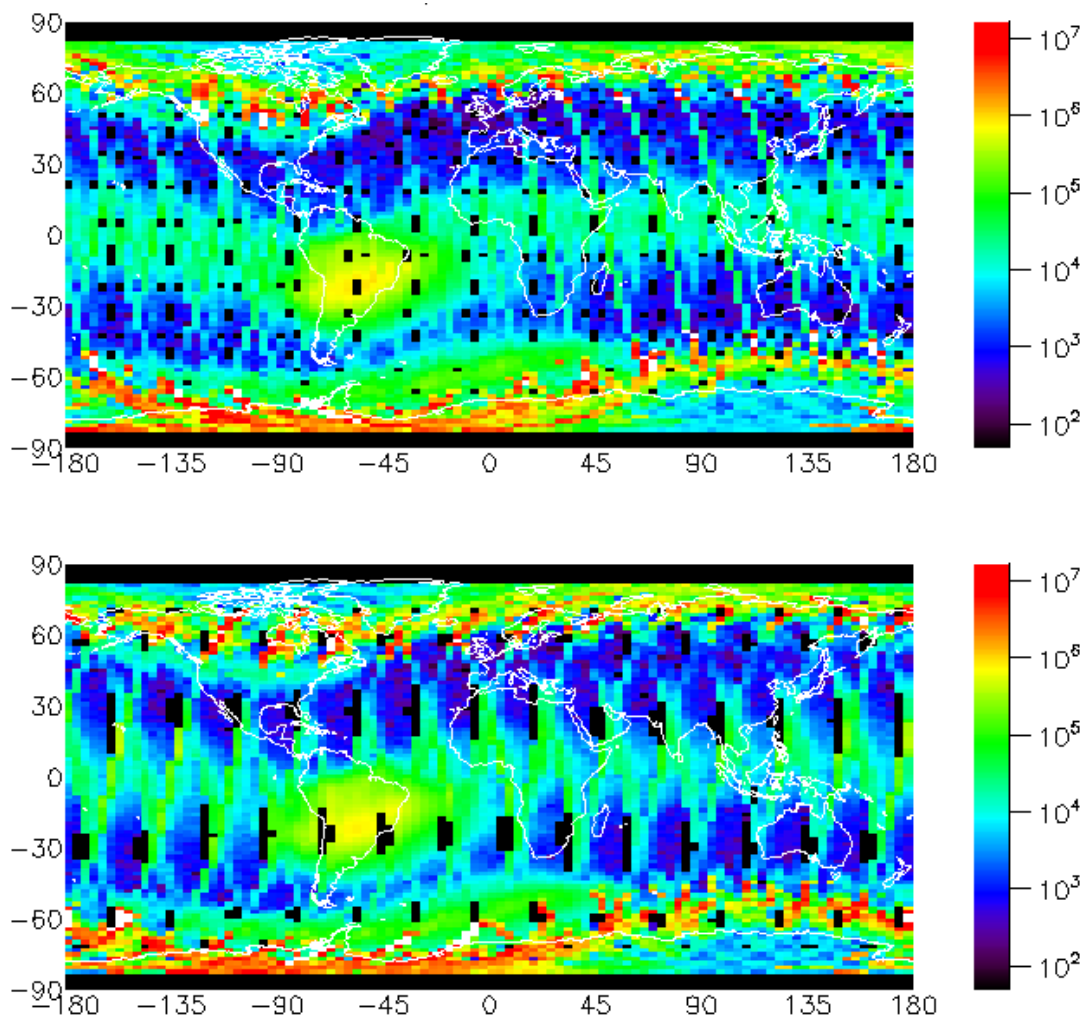


Figure 93 : Mesures du flux de protons dans la gamme d'énergie 30-80 keV ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$ ) avec le détecteur 0° autour du 29/07/04 pour les satellites NOAA POES 15 et 16 (de haut en bas)

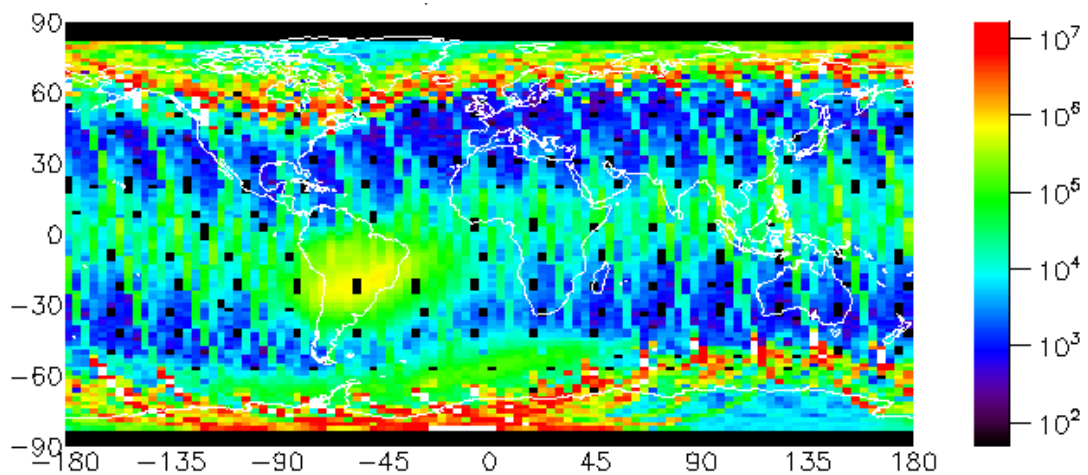


Figure 94 : Mesures du flux de protons dans la gamme d'énergie 30-80 keV ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$ ) avec le détecteur  $0^\circ$  autour du 29/07/04 pour le satellite NOAA POES 17

Une brève étude permet de se rendre compte que l'intensité du flux de protons basse énergie dans la ceinture équatoriale est globalement similaire pour les différents satellites. En dépit du peu de cas analysés, il semblerait donc que lorsque l'indice Kp est faible et l'indice Dst est moyennement fort, on a une ceinture équatoriale relativement équivalente en temps local.

---

## ANNEXE F

Publication soumise le 15 juin 2010 à *Annales Geophysicae*.  
Etat : seconde soumission après réponse aux « referees ».

***“Plasma transport modelling in the inner magnetosphere: Effects of Magnetic Field, Electric Field and Exospheric Models”***

Auteurs: ***A. Woelfflé, D. Boscher et I. Dandouras***

Une étude paramétrique sur la modélisation du transport de plasma dans la magnétosphère interne révèle ici l'importance du choix des modèles de champ magnétique, de champ électrique et d'exosphère, ainsi que de la connaissance de certaines de leurs variables physiques d'entrée. L'action du champ électrique s'avère déterminante, au regard de simulations effectuées en remontant le temps, en terme de localisation de la source de plasma et de la dynamique des particules. Par ailleurs, la nécessité d'un modèle d'exosphère fiable est montrée, particulièrement pour la région interne de la magnétosphère, en vue d'estimer la perte de protons par échange de charge occasionnée au cours de leur transport.

---

# Plasma transport modelling in the inner magnetosphere: Effects of Magnetic Field, Electric Field and Exospheric Models

A. Woelfflé<sup>1</sup>, D. Boscher<sup>1</sup> and I. Dandouras<sup>2,3</sup>

[1]{ONERA, Toulouse, France}

[2]{Université de Toulouse, Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, Toulouse, France }

[3]{CNRS, UMR 5187, Toulouse, France}

Correspondence to: D. Boscher (Daniel.Boscher@onera.fr)

## Abstract

A qualitative study is performed on plasma transport modeling in the inner magnetosphere, revealing the significance of a model use choice and its parameterization. First, we examine particle transport using comparative analysis of both magnetic and electric field models. This work reveals that the electric field plays an important role in understanding particle dynamics and models lead to various results in term of plasma source, energy and particle trajectory. We then concentrate particularly on proton loss assessment considering the charge exchange phenomenon. For that, models are needed to provide a neutral hydrogen density estimation. So exospheric models were tested in light of the Dynamics Explorer 1 measurements analyzed by Rairden.

## INTRODUCTION

The  $\mathbf{ExB}$  drift is responsible for the transport of particles earthward from the plasma sheet to the inner magnetosphere and for their energization as they move to stronger magnetic field regions while conserving their first adiabatic invariant. As one approaches the Earth, the gradient and the curvature drifts are added to this particle transport. Along their trajectories, particles are subjected to physical loss processes, such as the simple and double charge exchange phenomenon for protons for instance. Therefore, there are several distinct components to consider when modelling plasma transport in the inner magnetosphere: source distribution in plasma sheet, magnetic and electric field models for particle transport, exospheric model for proton losses, etc.... As an inappropriate model utilisation can lead to a wrong scientific analysis, the purpose of this work is to bring out how sensitive plasma transport is to both magnetic and electric field description and what are the key parameters in the geocorona modelling. Especially magnetic field model comparison was done in the past (Walker, 1976; Spence et al., 1987; Stern, 1994; Reeves et al., 1996; Thomsen et al., 1996; Pulkkinen and Tsyganenko, 1996; Huang et al., 2008; McCollough et al., 2008). More recently Pierrard et al. (2008) did an interesting electric field model comparison, on plasmopause position during geomagnetic storms. In this paper, we choose deliberately to focus on physically oversimplified models with few input parameters, which allow us to introduce the less possible bias in the comparison analysis. The kinetic models such as RAM, RCM and CRCM (Fok et al., 1995; Jaggi and Wolf, 1973; ...) have more physics, but do not properly account for the effect of the plasma on the fields for the moment, so they will not be subject to our study here.

Electron and proton transport is here simply encoded by a 4<sup>th</sup> order Runge Kutta integration method assuming the conservation of the first adiabatic invariant. As most of the time we

---

simulate particle transport back in time, we need not know the geometry source distribution. Calculations made by Tsyganenko and Mukai (2003) allow us to be aware of the fact that proton plasma sheet density and temperature are not homogeneous at 10 Re on night side along a width of 20 Re in the equatorial plane, particularly when the magnetic activity corresponds to a Dst index lower than -20 nT. In this last case, the maximum density and temperature are obtained into a width of 3 Re on both sides of the central plasma sheet at this distance. So it highlights the need to take a realistic particle distribution when the simulation begins at the source location in plasma sheet. Furthermore, ionic and electronic temperatures are not the same (Christon et al., 1991), so the distribution profile should also be fit to the particle type.

Equatorial back-in-time particle trajectories are plotted here in a system of coordinates such as  $X=-X_{\text{GSM or SM}}$  and  $Y=-Y_{\text{GSM or SM}}$ , so that we can have the Sun on the left side on the picture: note that the original system of coordinates GSM or SM of the field models is specified in the corresponding description sections.

In this paper, we carry out a qualitative comparative study of magnetic field, electric field and exospheric models in order to know which differences we get when we choose a model instead of another.

## **INFLUENCE OF MAGNETIC AND ELECTRIC FIELD MODELS ON SIMULATING PLASMA TRANSPORT IN THE INNER MAGNETOSPHERE**

### **A comparison of magnetic field models**

#### **Model description**

The magnetic environment of the Earth has been measured almost continuously during several solar cycles making possible to develop several empirical magnetic field models giving an average configuration according to magnetic activity (Mead & Fairfield, 1975; Olson & Pfitzer, 1977; Tsyganenko and Usmanov, 1982; Tsyganenko, 1987, 1989, 1996, 2002; Pfitzer et al., 1988; Ostapenko & Maltsev, 1997; Alexeev, 2000; Tsyganenko et al., 2003; Tsyganenko and Sitnov, 2005). As none of these models is strictly accurate but only gives the global influence of magnetic activity on magnetic field configuration, we have selected those with very few parameters so that we introduce the less possible bias for model comparison. We respectively study the morphology of particle trajectories, the Alfvén layer description for each field model and then, the source location as well as the temporal evolution of the particle energy, in order to know what differences each field implies on particle dynamics.

One of the earliest models is the Mead and Fairfield model (1975) which only takes Kp index as input. The model resolves a second-order power series in the solar magnetic coordinates to deduce the external field. It takes into account the dipole tilt and there are four data sets of coefficients corresponding to four different levels of magnetic activity. These coefficients are determined thanks to the least square method from 12 616 vector measurements of the field between 1966 and 1972. The model is valid as far as 17 Earth radii.

The particularity of the Olson and Pfitzer quiet model (1977) is that it does not take any parameter as input except the tilt (and obviously the location), so basically it is more dedicated to quiet time utilisation. This model uses a sixth-order power series expansion and exponential terms in position and tilt. Whatever dipole tilt value can be chosen and magnetospheric and magnetopause current contributions are included. This external field

---

diverges quickly from 15 Earth radii so the model should not be used above this limit. Lower than 2 Re, the external field is fixed to zero knowing the predominance of the internal field in this region.

The Tsyganenko 1989 model (1989) gives the magnetic field components in geocentric solar magnetic coordinates as far as 70 Earth radii in the night side with Kp index as a sole input. It is built on satellite data sets (IMP, HEOS and ISEE) and incorporates terms expressing spatial variation of the current sheet, the ring current and the magnetotail warping (linked to the dipole tilt). There are seven data sets of coefficients determined thanks to the least square method, each set corresponding to a different level of magnetic activity.

## Comparison analysis

We have chosen the following spatial and particle energy conditions as input of our simulation: six protons with respectively 1, 2, 4, 8, 16 and 32 keV energy arriving at the point (-6;1) in our system of coordinates. At the beginning, these conditions have been inspired by both Cluster and Double Star satellite observations of “nose-like” ion structures (Dandouras et al., 2009), more precisely by narrow ion energy bands lower than 30 keV seen on April 3<sup>rd</sup>, 2004 at around 11:30 LT (i.e. around the point (-6,1)). This configuration has also been kept later for electron simulation.

As the simulation goes back in time, we can evaluate where these particles come from with the three magnetic field models described before and compare the different particle trajectory morphologies we obtained. A 24-hour period is simulated: trajectory results in the equatorial plane are illustrated on Fig.1 where particle energy is colour-coded. A dipole is used for the internal magnetic field, a Volland-Stern model for the electric field modelling (more specifically Maynard and Chen model, 1975) and the magnetic activity is chosen closed to the mean activity in the magnetosphere (Kp=3). The fact that the Olson and Pfitzer quiet model is only fit to quiet times and the fact that basic magnetic field models are not so reliable at higher values of Kp index, according to a McCollough et al. study (2008), justify this choice. No obvious differences between the various models can be seen. Concerning electrons, the bigger difference may concern the particle with 16 keV energy which is on a closed drift with Mead and Fairfield model contrary to the other models, but small variation on the source localisation (or small variation on Y axis at X=10 Re on night side) can result in a switch between open and closed trajectories, so it is not so meaningful. In the proton case, particles also come from the same region of space, the only difference concerns the proton with 4 keV energy with Olson and Pfitzer quiet model, which visibly moves from plasma sheet at X=10 Re to the arrival point in more than 24 hours.

On the whole, as no distinction between these models is possible, we next study the Alfvén layer so that we can determine by comparison the influence of each model on particle dynamics. The limit between an eastward and a westward drift, given by the Alfvén layer, is found within a +/- 0.05 Re precision on the source position (supposed here at X=10 Re on the night side), for both electrons and protons whose magnetic moment is  $\mu=2 \times 10^{10}$  eV/T. Like in the previous study, magnetic activity is fixed at a level given by Kp=3, a dipole is used to model Earth’s intrinsic magnetic field and we keep Maynard and Chen model for the electric field modelling. Alfvén layers are shown in Fig.2 for each model case. The points A, B, C and D symbolise null-derivative points of particle trajectories: relative errors on magnetic field magnitude  $\Delta B/B$  and radial distance  $\Delta r/r$  are assessed at these locations so that we can differentiate magnetic field models. As each magnetic field model is parameterized for a Kp class, it is necessary to take a reference and estimate these same relative errors at the limits of this associated Kp interval. It is done for Tsyganenko model by evaluating the average magnetic field magnitude and radial distance inside the Kp classes [2;3] and [3;4]. By

---

comparison of the Alfvén layers plot in these two cases and for  $K_p=3$ , with Tsyganenko 1989 model, the worse relative errors  $\Delta B/B$  obtained are respectively 26.7% and 17.1% for electron and proton cases, with a  $\Delta K_p$  of 1. As the magnetic field magnitude varies in  $r^{-3}$ , it results that the relative errors  $\Delta r/r$  obtained in model comparisons must be respectively greater than 8.9% and 5.7% to be significant. However such values are lower than this reference in both electron and proton cases, so there is no way to compare appropriately magnetic field models here.

Then we finally try to differentiate these three basic magnetic field models with other criteria. For that, we pick up the values of particle energy, drift time and Y-position at  $X=10$  Re on night side during the back-in-time simulation detailed at the beginning of this section. The Y-position criterion does not lead to distinguish a magnetic field model from another, actually few variations on source localisation is seen ( $\Delta Y=-0.3/0.5$  Re in respectively electron and proton cases, between Mead and Fairfield and Tsyganenko 1989 models). Concerning particle drift time, the analysis shows that Olson and Pfitzer quiet model gives a mean drift time value with regards to the other models. In the electron case, the maximum drift time ratio is equal to 1.17 is obtained for the 4<sup>th</sup> launched particle (with 8 keV energy at the departure point of the simulation), by comparing Tsyganenko 1989 model (taken all the time as a reference) to Mead & Fairfield one. In the proton case, the maximum drift time ratio is equal to 1.33 with the 2<sup>nd</sup> particle (with 2 keV energy at the simulation beginning) and is obtained for the comparison between Tsyganenko 1989 and Olson & Pfitzer quiet models. These critical values are obtained near the eastward/westward drift transition. Particle energy is the criterion which leads to the most important differences: globally, particle energy variation between magnetic field models becomes stronger when the energy we consider is greater. In the electron case, the maximum energy ratio reaches 3.78 and is obtained with the 5<sup>th</sup> launched particle (with 16 keV energy at the departure point), by comparing Tsyganenko 1989 model to Olson & Pfitzer quiet model. In the proton case, the maximum energy ratio is 3.30 and is obtained by comparing Tsyganenko 1989 model to Mead & Fairfield one, with the same previous particle. Tsyganenko 1989 model always gives the greater energy values but they remain in a realistic few keV interval. Besides, as this model works in GSM coordinates, it probably gives better results far from the Earth as the GSM coordinates fit better with the magnetotail orientation according to the Sun position ( $X_{GSM}$ ) than the SM coordinates do.

Obviously, differences between the basic Mead and Fairfield, Tsyganenko 1989 and Olson and Pfitzer quiet magnetic field models are very thin. Because of the reason mentioned above and the fact that Tsyganenko 1989 model is the basis for more recent evolved models (studied in detail by McCollough et al., 2008, and Huang et al., 2008), we will keep this model as a reference in the next electric field model comparison analysis. Moreover, although the Olson and Pfitzer quiet model gives good results at  $K_p=3$ , taking magnetic activity into account is essential for understanding particle dynamics in the magnetosphere, that is the reason why magnetic activity parameter(s) should be considered as input of a magnetic field model.

## A comparison of electric field models

### Model description

The morphology and dynamics of the ring current closely depend on the Inner Magnetospheric Electric Field (IMEF, cf. Wygant et al., 1998), which in turn depends on solar wind and ionosphere dynamics. The IMEF can be represented for a first order approximation by the superposition of a constant, global, cross-tail merging electric field (convection electric field) and the corotation electric field.

Among all convection electric field models, the Volland-Stern model (Volland, 1973; Stern, 1975) is one of the most famous, probably due to its simplicity. This model gives an analytic



expression for the global, scalar electric field potential of the Earth's inner magnetosphere. In this model, no induced electric field resulting from time dependent magnetic field variations is taken into account. The Volland-Stern electric convection potential is originally written as a function of the cross polar cap potential by  $\Phi = -A \cdot r^\gamma \sin \varphi$ , where  $r$  is the equatorial distance,  $\varphi$  the azimuthal angle from noon,  $\gamma$  the shielding factor and  $A$  is a factor which determines the convection electric field intensity.

The geomagnetic activity dependence of this model thanks to Kp index parameter was later revised by Maynard and Chen (1975), by adjusting the last closed equipotential of the total electric field with the position of the plasmopause observed by the satellites OGO. The factor  $A$  is expressed as followed:

$$A = \frac{0.045}{(1 - 0.159Kp + 0.0093Kp^2)^3} \text{ [kV/Re}^2\text{]} \quad (1)$$

and in the total electric field expression, the shielding parameter  $\gamma$  is equal to two and the coefficient  $B$  in the corotation term  $-B/r$  to 92.4 kV.Re.

When the shielding parameter  $\gamma$  is taken equal to one, the electric field is unshielded: this is the case of the electric field expression used by Whipple (1978) in his study about magnetospheric plasma convection. The factor  $A$  was taken equal to 10 kV/Re and the corotation coefficient  $B$  to 92 kV.Re. This is what we will call "Whipple model" in the next section.

Nevertheless, various authors choose to use a Volland-Stern model with  $\gamma \approx 2$  (Korth et al., 1999) where the shielding is proportional to radial distance. More recently, Ebihara and Ejiri (2000) have even referred the convection electric field directly to the solar wind parameters.

The E5D model derived by McIlwain (1986) is another analytical representation of the magnetospheric electric field, which was constructed using electron and proton measurements from the ATS-5 and ATS-6 satellites at geosynchronous orbit. In this model, the convection potential depends on a shielding function  $H$ , very different from Volland-Stern shielding, which also depends on magnetic activity by the Kp index. For instance, at midnight and for Kp=6, the shielding is efficient ( $H=1/2$ ) for a radial distance around 3 Re. Globally, the shape of the function  $H$  shows that above this distance shielding is not effective, while below it is nearly complete. Besides, McIlwain equipotential lines are orientated around a symmetry axis clockwise rotated to one hour from the Volland-Stern dawn-dusk symmetry. This model can predict well plasmopause position according to the Pierrard et al. study (2008). It must be noted that the Kp dependence of the shielding function was modified by Liemohn et al. (2001).

## Comparison analysis

The same kind of simulation is done here: we again consider six particles in the equatorial plane, both protons and electrons, respectively with 1, 2, 4, 8, 16 and 32 keV energy when they arrive at the final point (-6;1) in our back-in-time run. A dipole and Tsyganenko 1989 model are used for the magnetic field modelling and the magnetic activity is fixed to Kp=3. Trajectory results are illustrated on Fig.3 with Maynard and Chen, Whipple and McIlwain models. We can notice that electric field models have a great influence on particle dynamics inside the magnetosphere: this trajectory visualisation with different models leads us to think that convection electric field is not really well-known today and its understanding is crucial for a better apprehension of the inner magnetosphere physics. What is interesting is the fact that these models get a very different shielding: from none for Whipple model to a complex one with McIlwain model, so electric field shielding appears to be a key point to let us know where particles come from, how they reach the near-Earth region and what occurs when

---

particles are injected during geomagnetic storms. With Whipple model, because of the absence of shielding, particles can approach very close to the Earth, this is the reason why they gain much more energy (few tens of keV in this example) when they drift around the Earth contrary to other field models. In 2002, Ridley and Liemohn deduced an electric field potential from a storm time asymmetric ring current model. Potential values were generated from subauroral field-aligned currents out of the ionosphere in the midnight sector and into the ionosphere on the dayside. A computation of this electric potential in given conditions at  $K_p=6$  (Liemohn, 2008) results in a similar trajectory distribution in the inner magnetosphere (see Fig.4). So it may be possible that the Whipple model is better fit for higher magnetic activity levels when particles can penetrate deeper earthward. The McIlwain model is far from this configuration: firstly, particles drift farther from the Earth, due to a strong and complex shielding and secondly, low-energy particles seem to come from a surprising location. Actually, it appears that they issue from the 18:00-21:00 LT sector, especially in the electron case, so relatively far from the plasma sheet geometry we expect (Tsyganenko and Mukaĭ, 2003). However, there are still some particles coming from plasma sheet (for some higher energy protons). In the Maynard and Chen model, we find that higher energy particles are trapped like in the previous case and we observe around the same distance from Earth to particle drift paths. Nevertheless, particle origin is closer to the Whipple estimation: the source globally expands on both sides of the central plasma sheet, inside the 21:00-03:00 LT sector.

To understand better where the particle source is localised with the McIlwain model, the same kind of simulation than before was done, except we ran the simulation for each hour in local time, so 24 runs in total, at the geostationary orbit distance and without external magnetic field model (only a dipole). Superposing the results in both electron and proton cases allows us to be aware of the source extent with this model. Actually, protons seem to come from the whole 21:00-03:00 LT sector whereas electrons only come from the dusk-midnight region. In the proton case, there is a split in energy: for low-energy protons up to 1 keV, we find the same source location as in the electron case, which can be explained by the fact that low-energy protons are drifting like electrons; and over this value, protons originate from a large plasma sheet region (almost 20  $R_e$  wide). For electrons, particles which come from the closer region to the central plasma sheet are obtained for a simulated arrival point localised at 02:00-03:00 LT: this is consistent with Korth et al. (1999) observation of an electron flux maximum at these local times. If electrons really come from the central plasma sheet, where the particle density is stronger, and on a direct path, where the drift time is shorter, then it should explain this maximum flux.

An electric potential comparison at the particle local time arrival versus radial distance was also done for the three electric field models. Up to 2  $R_e$ , electric potential values are almost equivalent. Over one Earth radius of altitude, deviation is getting more and more important between models. The strongest potential differences we get, with the Maynard and Chen model taken as a reference, are 2.7 kV at  $r=7 R_e$  with the McIlwain model and 14 kV at  $r=10 R_e$  with the Whipple model. The Whipple electric potential is getting greater and greater compared to the other model values when radial distance increases.

It is interesting also to note that particle drift paths shown in Fig.1 and Fig.3 exhibit a kind of conjugate point of the arrival point (-6,1), where all the particle trajectories intersect, whatever the particle energy and its charge are. This characteristic of an image position where a particle has the same energy as at its original position has already been observed by Kovrazhkin et al. (1999). By conservation of the total energy, it can be trivially shown that these two points are on the same equipotential line. Then it is possible to deduce the conjugate point for a given original point according to the electric field model. As Maynard & Chen and Whipple models are both based on a Volland-Stern electric potential formulation, they show

---

the same symmetry. Knowing that our particle arrival point and its conjugate point are on a given equipotential line, we can easily deduce a relation between the local times at each point. It then defines the local time  $LT=\pi/2$  as the axis of symmetry, if we assume that the magnetic field is a simple dipole. In the McIlwain case, the expression of symmetry is non-linear and more complex partly due to the shielding factor equalled to 8. To get an idea, if the conjugate point is at midnight, we can expect to have its pair at around 06:40 LT according to simulation results, compared to noon for a Volland-Stern formulation.

A parameterized equatorial electric field model for the inner magnetosphere based on Cluster EDI and EFW data merging was recently derived by Puhl-Quinn et al. (2007), providing electric field mappings for different levels of magnetic activity. We decided to compare the Maynard and Chen and McIlwain electric field models during quiet times with this empirical model. Although Puhl-Quinn et al. electric field mappings are parameterized by classes of the Z component of the Interplanetary Magnetic Field, we computed our basic models with  $Kp=3$  so that we can make a comparison with the  $-5 < IMF B_z < 0$  nT mapping. The convection electric field magnitude is rotated clockwise by  $90^\circ$  in order to put the vector in the convection direction: equatorial map results are illustrated in Fig.5, in a frame corotating with the Earth in the SM coordinates. It results that the Maynard and Chen convection term is too simplistic for modelling a realistic topology of the convection electric field with regards to the Puhl-Quinn et al. mapping. Basically, the distribution is really symmetrical around the noon-midnight axis, so the model can globally describe the convection electric field topology but not enough accurately locally. Otherwise, the McIlwain convection electric field mapping seems more realistic. The topology looks like to the Puhl-Quinn empirical one, with the important exception that the strongest convection is obtained in the midnight-dawn sector, whereas it is obtained on the opposite side with the Cluster data empirical model, i.e. in the noon-dusk sector.

These different ways of analysis have contributed to obtain an idea of the advantages and disadvantages of each basic electric field model studied here, in what type of conditions they perform well, but do not allow us to conclude on which is the more appropriate model to describe the real electric field configuration in the Earth's magnetosphere.

## Summary

Some efforts are currently done in order to get models which are both self-consistent and close to the physics. Having a better specification of the magnetic and electric fields is one of the first steps to succeed in. The comparison analysis done here with basic magnetic and electric field models leads us to the following comments:

- i) No significant differences can be noticed with the consecutive use of Mead & Fairfield, Tsyganenko 1989 and Olson & Pfitzer quiet models. The few input parameters of these basic magnetic field models prevent from an accurate description of the magnetic field inside the magnetosphere, but the advantage is that they are very easy to use and because of their low number of input, you can understand better the influence of a given physical parameter on the final field configuration. Magnetic activity should be considered as a magnetic field model input, that is the reason why the Olson & Pfitzer quiet model must not obviously be used beyond quiet time conditions.
- ii) Electric field configuration in the inner magnetosphere is not well understood and is a key point for the plasma transport modelling. Using various electric field models, such as the Maynard & Chen, Whipple and McIlwain models, leads us to think that the understanding of the electric field shielding is a crucial point. The Maynard & Chen model gives a good global description of particle transport from the plasma sheet to the Earth, but from a local point of view, it is not enough accurate. Plasma source is located inside the plasma sheet, as for the

---

Whipple model. Source location with the McIlwain model is not so easy and low energy particles seem sometimes to come from a region outside the plasma sheet. However, the McIlwain model gives a better accurate electric field topology than the other models inside the plasmasphere. Moreover, its shielding expression is interesting because it is magnetic-activity dependent. The absence of shielding with the Whipple model prevents from a well fit electric field description for quiet times, but during higher magnetic activity periods, the model gives a global view of particle penetration inside the inner magnetosphere. Note that the absence of shielding was also investigated by Thomsen et al. (2002) and Burke (2007).

Now we will focus on loss phenomena that particles undergo during their transport. A lot of loss processes is at stake in the magnetosphere: electrons are mainly lost by particle wave interactions, such as electromagnetic ion cyclotron waves (EMIC) in plasmaspheric plume, plasmaspheric hiss waves inside the plasmasphere, and whistler mode chorus waves outside for instance, but these phenomena are not discussed here. Concerning proton loss interactions, we can mention the Coulomb collisions (Coulomb drag) and the charge exchange. As this last phenomenon plays a prominent role in the inner magnetosphere and mainly occurs between a proton and a neutral hydrogen atom, we are interested here in estimating the exospheric hydrogen density. That is the reason why we aim at testing several exospheric models in the next section and comparing them to hydrogen density measurements.

## **INFLUENCE OF EXOSPHERIC MODELS ON NEUTRAL HYDROGEN ATOM DENSITY ESTIMATION AND APPROXIMATED LOSS ASSESSMENT**

### **A comparison baseline**

Few data of atomic hydrogen density in the exosphere are available. The geocoronal measurements obtained by an ultraviolet photometer on board the Dynamics Explorer 1 satellite from 1981 through 1985 were used by Rairden et al. (1986) in order to characterize the global density distribution of exospheric atomic hydrogen. DE 1 observations on October 14<sup>th</sup>, 1981 were compared with a spherically symmetric Chamberlain model (1963) of the atomic hydrogen distribution, after application of the radiative transfer equations. The study showed that the optimum fit for data used a Chamberlain's classical model of exobase temperature  $T=1050$  K and exobase density  $n_c=4.4 \times 10^4$  cm<sup>-3</sup> at  $r_c=1.08$  Re. This model fitting was still representative of the neutral hydrogen atom density distribution during the whole satellite operating period. Thus we choose to compare the following exospheric model results to this baseline.

### **Exospheric models in use**

#### **Description**

We choose to test models from the Mass-Spectrometer-Incoherent-Scatter (MSIS) family (MSIS-86, MSISE-90 and NRLMSISE-00 models) and the exospheric H model from Hodges (1994).

The Mass-Spectrometer-Incoherent-Scatter models provide the temperature and the density of the following neutral chemical species -He, O, N<sup>2</sup>, O<sup>2</sup>, Ar, H, and N- in the upper atmosphere (altitude above 20 km). These models stand on several data sources like rockets, satellites (OGO 6, San Marco 3, AEROS-A, AE-C, AE-D, AE-E, ESRO 4 and DE 2) and incoherent scatter radar (Millstone Hill, St. Santin, Arecibo, Jicamarca and Malvern) measurements. The

first model of this kind, MSIS-86, was built thanks to an analysis work and a compilation of these data by A. E. Hedin and his team. Note that the MSIS-86 model constitutes the upper part of the COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA, 1986). The utilisation of these MSIS models needs the prior knowledge of the temporal and spatial parameters (year, day, hour and altitude, latitude, longitude), the solar radio flux F10.7 and the magnetic index Ap input.

The MSISE-90 version model (Hedin, 1991) is appropriate for studies below 120 km of altitude. Under 72.5 km, this model is primarily based on the MAP Handbook (Labitzke et al., 1985) with additional data from the National Meteorological Center below 20 km. Above 72.5 km, we simply get a revised version of the MSIS-86 model.

Otherwise the NRLMSIS-00 model (Picone et al., 2002) is also a revised version, of MSISE-90 model this time, developed by Mike Picone, Alan Hedin and Doug Drob. The main differences compared to the previous version are the integration of an additional data set and the possibility to take oxygen ionic species into account at altitudes above 500 km.

As these models are limited in altitude to 3000 km and in order to quantify hydrogen density in the global inner magnetosphere, we need to extrapolate these models further in space. Above 500 km, we assess the hydrogen density distribution by the following extrapolation, assuming a hydrostatic equilibrium:

$$n_H = n_{H500km} \cdot \exp \left( \frac{m_H \cdot g_0 \cdot R_E \cdot 10^3}{k_B} \cdot \frac{\frac{500}{R_E + 500} - \frac{z}{R_E + z}}{T_{exosphere500km}} \right) \quad (2)$$

with  $m_H$  the mass of a hydrogen atom [kg],  $g_0$  the gravity acceleration [ $m/s^2$ ],  $R_E$  the Earth's radius [km],  $k_B$  the Boltzmann constant ( $1.3806 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ ),  $z$  the altitude [km],  $n_{H 500 km}$  the hydrogen density at  $z=500$  km [ $cm^{-3}$ ] and  $T_{exosphere 500 km}$  the exospheric temperature at  $z=500$  km [K]. The use of this extrapolation was checked up to the limit of validity of MSIS models (i.e. 3000 km).

Concerning the exospheric H model from Hodges (1994), a third-order spherical harmonic expansion in longitude and colatitude is used to represent hydrogen density at a particular radius. The corresponding harmonic expansion coefficients were originally derived from a Monte Carlo simulation of the terrestrial hydrogen exosphere. This model provides neutral hydrogen atom density in the Earth's exosphere from a radial distance of 6640 km to 62126 km, for both solstice and equinox conditions, and for the four following levels of solar activity : F10.7=[80 ; 130 ; 180 ; 230] Solar Flux Unit (S.F.U.= $10^{-22} \text{ W/m}^2/\text{Hz}$ ). Coefficients are given in the form of tables for given altitude values.

## Model utilisation impact on estimated neutral hydrogen atom density

To get an idea of the exospheric hydrogen density, we begin with the extrapolation of MSIS models.

### MSIS models at high altitude

We remind that MSIS models are extrapolated in the way mentioned in the previous section at altitudes above 500 km. So in order to compare these models to the baseline we defined before, we choose the conditions of Rairden's measurements as input of our models. Simulations are computed for the 287<sup>th</sup> day of the year 1981, at a local time of 9.4 hours and for a magnetic activity equivalent to an Ap index of 73 (the value on October 14<sup>th</sup>, 1981 was found thanks to the National Geophysical Data Center). Solar activity by the solar radio flux F10.7 parameter is settled to 256.2 S.F.U. for the previous day and 222.28 S.F.U. for the mean

---

solar radio flux during the three previous months. These values were obtained thanks to the Space Weather Prediction Center data service. Neutral atom hydrogen density results are shown in Fig.6, red triangles correspond to Rairden's best-fit points. We can immediately note that the MSIS-86 and MSISE-90 models give almost the same values of exospheric hydrogen density. Although the NRLMSISE-00 model is also extrapolated in the same way, it seems that this model version tends to moderately overestimate hydrogen density whatever the radial distance is, which is good at low altitudes but quickly worse when radial distance  $r$  increases. To compare with the MSIS-86 model, the maximum density ratio we get is 1.24 at  $r=1.08$  Re. Globally, recent versions of MSIS models do not bring so much interest at those altitudes: as the authors of these models recommend themselves to take the MSIS-86 version at altitudes above 120 km (more recent MSIS versions improve low-altitude prediction), we will focus on the MSIS-86 model in more detail in the next paragraph. A comparison with Rairden's baseline will be discussed later in the section.

### **Time, solar and magnetic activity influence on the MSIS-86 model**

We aim at determining the influence of the physical parameters (date, local time, Ap index and solar radio flux F10.7) taken as input of the MSIS-86 model on exospheric hydrogen density distribution.

Firstly, we focus on seasonal and local time effects on exospheric neutral hydrogen atom density. Thus calculations are done for equinox and solstice times, i.e. on the 80<sup>th</sup>, 172<sup>th</sup>, 266<sup>th</sup> and 356<sup>th</sup> day of the year, and the model is parameterized such as the magnetic and solar activity get average values, more precisely  $A_p=10$  [2nT] (for a quiet time) and the solar radio flux of the day before and its mean value over the three previous months are both taken to 120 S.F.U.. The highest hydrogen densities obtained are respectively  $1.73 \times 10^5$ ,  $1.80 \times 10^5$ ,  $1.61 \times 10^5$  and  $1.77 \times 10^5$  cm<sup>-3</sup> for spring and autumn equinoxes and summer and winter solstices, whatever the altitude is. We understand that the density values are higher in September than in June, as during equinox time North and South hemispheres are identically heated, contrary to solstice time. So temperature is higher and consequently, it is natural to have higher hydrogen density. However, it is not possible to check this physical response with the winter solstice and spring equinox. Moreover, equinox times show unexpected differences with the maximum of hydrogen density. So that we can test exospheric hydrogen density distribution in local time, we choose to plot hydrogen density versus radial distance for 03:00, 09:00, 15:00 and 21:00 Local Time. It appears that hydrogen density is much more important at 15:00 LT for radial distances greater than 2 Re. This is what we observe on the equatorial hydrogen density maps in Fig.7 as a kind of exospheric growth at 15:00 LT. Atmospheric layers are the most heated at noon, but given the system response time, it is not surprising to have the maxima of density around 15:00 LT. The maximum density ratio we get between the graphs at 15:00 and 21:00 LT reaches 2.19, compared to 1.22 between the 09:00 and 21:00 LT graphs at  $r=10$  Re. Comparing the density profile at 09:00, 03:00 and 21:00 LT, the first one reveals that hydrogen density is a bit greater than in the two last cases which are very similar, which can again be explained by the fact that of course the day side is more heated than the night side where the exosphere cannot be so much diluted. If we assess the neutral hydrogen atom profiles at 15:00 LT for equinox and solstice times, we find a maximum density ratio of 1.14 between the spring equinox and the winter solstice at  $r=10$  Re, so local time influence acts more on exospheric hydrogen density than seasonal influence.

Now, we focus on magnetic activity influence thanks to the Ap index parameter. Calculations in the equatorial plane are done for an Ap index of 0, 15, 50, 200 and 400 [2 nT]: the corresponding maxima found for hydrogen density are  $1.94 \times 10^5$ ,  $1.76 \times 10^5$ ,  $1.65 \times 10^5$ ,  $1.33 \times 10^5$  and  $9.95 \times 10^4$  cm<sup>-3</sup>. Hydrogen density maps for  $A_p=15$  and  $A_p=200$  [2 nT] show that

---

the exospheric halo expands as the magnetic activity increases: curiously the exosphere is more dilated around 03:00 LT this time, apparently due to particles from the plasma sheet that deposit their energy in this local time region during a short period of time, when they get inward and eventually precipitate. Thus the external atmospheric layers are heated by this process and this is the reason why we may observe an expansion in this region. So if we compare density profiles as a function of altitude for  $A_p=15$  and  $A_p=200$  [2 nT] at 03:00 LT this time, the maximum density ratio we get is 2.25 at  $r=10$  Re, so magnetic activity is also more influent on the exospheric hydrogen density than seasonal effects.

The MSIS-86 model needs as input the solar radio flux of the day before and its mean value over the three previous months. In our simulations, we decide to take both equal to 60, 120, 200 and 400 S.F.U. Results lead to hydrogen density maxima respectively of  $4.48 \times 10^5$ ,  $1.80 \times 10^5$ ,  $5.25 \times 10^4$  and  $3.1 \times 10^3$   $\text{cm}^{-3}$ . Density maps for a solar radio flux F10.7 of 60 and 200 S.F.U. are illustrated in Fig.7: we can notice that the exospheric halo expands as solar radio flux increases. It seems that for strong values of the solar radio flux, the hydrogen density at low altitude is lower than for weaker solar radio flux cases, but then from  $r=2$  Re, it is the opposite situation. This is confirmed by plotting the hydrogen density versus radial distance for F10.7=60 and F10.7=200 S.F.U. at 15:00 LT. At  $r=5$  Re, the hydrogen density is 3.8 times stronger for a solar radio flux of 200 S.F.U. than for 60 S.F.U.. At  $r=10$  Re, this ratio reaches 5.8. This makes sense, considering that the solar radio flux is well correlated with the ultraviolet flux: as ultraviolet radiation heats the ionosphere and the atmosphere, if the solar radio flux undergoes substantial variations then substantial temperature variations are also expected, involving non-negligible variations in the hydrogen density distribution. It appears that the solar radio flux is a key parameter for exospheric hydrogen density assessment and so for a further estimation of particle losses by charge exchange.

### **Time, solar and magnetic activity influence on the exospheric H model from Hodges**

As for the MSIS-86 model, we aim at determining the influence of time, magnetic and solar activity on the distribution profile of hydrogen density with the Hodges exospheric H model. This last model is not as easily parameterizable as the MSIS-86 model: although local time and latitude localisations are free, we can only select an equinox or a solstice time, for a solar radio flux of 80, 130, 180 or 230 S.F.U.. The exospheric hydrogen density profiles with these eight data sets are illustrated in Fig.8 in the equatorial plane and at midnight. Whatever the period of the year, we can notice that the lower the solar radio flux is, the greater the hydrogen density is. The same observation was previously made with the MSIS-86 model, but for radial distances lower than 2 Re. The maximum density ratio, obtained for a solstice time between the 80 S.F.U. and 230 S.F.U. curves, is 7.02 at  $r=1.04$  Re. Considering time influence, the period of the year does not impact so much on hydrogen density distribution, although density values are always weaker during equinoxes than during solstices (the maximum density ratio is equal to 1.33 for a solar radio flux of 180 S.F.U. at  $r=1.42$  Re). Moreover this density difference tends to decrease when the solar radio flux is stronger. The hydrogen density maps with the Hodges model were set by a power law interpolation and can be found in Fig.9 for the extreme values of the solar radio flux (80 and 230 S.F.U.), both for solstice and equinox times. Clear observation of solar activity influence on hydrogen density is only well visible during solstices: we can note again the density increase for weaker values of flux. From the local time point of view, few variations are perceptible with these maps. Actually, in the most critical case for a solar radio flux of 80 S.F.U., we get a maximum density ratio of 2.73 between the 03:00 and the 15:00 LT curves at the lowest altitude point. However, between 2 Re and 6 Re, density ratio is weak ( $<1.5$ ), so local time has only a small influence on the hydrogen density distribution in the inner magnetosphere.

---

## Discussion on the MSIS-86 and the exospheric H model utilisation

A comparison of hydrogen density evolution according to the altitude, with the exospheric H model from Hodges and the MSIS-86 model, is illustrated in Fig.10 with regards to Chamberlain's best-fit measurements taken by DE 1 on October 14<sup>th</sup>, 1981 (Rairden et al., 1986). Calculations were done under the measurement conditions, more specifically with an Ap index of 73, a solar radio flux of 256.2 S.F.U. on October 13<sup>th</sup>, 1981 and 222.28 S.F.U. for the mean flux value of the three previous months, and at 09:24 LT. In the case of the Hodges exospheric H model, we had to choose the closest conditions (F10.7=230 S.F.U. at equinox time). Despite the fact that these are approximate conditions, we can immediately see that this model is closer to Rairden's observations. Concerning the MSIS-86 model, we can easily get an order of magnitude in density between Rairden's best-fit points (derived from the fitting of DE-1 Lyman- $\alpha$  observations) and the model profile for given radial distance values: this discrepancy can be well understood by the fact that the MSIS-86 model is extrapolated over 500 km of altitude, so the extrapolation is getting worse and worse as altitude increases. Under  $r=2$  Re, the MSIS-86 model underestimates hydrogen density by roughly a factor 2 at the most and over this radial distance, the model gives worse and worse overestimation when altitude increases, because of its extrapolation. Globally, it can give an idea of neutral hydrogen atom density by a factor 2 in the radiation belt slot region whereas the Hodges exospheric H model can overestimate it by a factor 1.5 in this region and by roughly a factor 2 at the most over 10 Re, in spite of its fixed parameter Ap set to 15.

To summarise, seasonal influence is weak for both models, particularly for the MSIS-86 model. This last model gets an interesting sensitivity to local time, contrary to the exospheric H model, which highlights the duality day/night (asymmetry of the exosphere). Magnetic activity by the Ap parameter has a non negligible effect on hydrogen density with the MSIS-86 model, but the exospheric H model from Hodges succeeds in giving a better density assessment without this index as input. In both models, the solar radio flux appears to be a key parameter for estimating exospheric hydrogen density and the advantage of the MSIS-86 model is the possibility to parameterize this input precisely.

## A case example of proton loss

An illustration of proton loss by charge exchange through exospheric atoms is available in Fig.11. In this case, protons with 1 keV energy are injected at 10 Re on the night side and we basically assume, in a first approximation, that they are homogeneously spread all along the plasma sheet width. The Tsyganenko 1989 and McIlwain models are selected for plasma transport modelling, and both MSIS-86 and Hodges exospheric models are used under the conditions described in the paragraph 3.1.. Then, we calculate the probability  $p$  of remaining protons along their trajectories by:

$$p = \prod_{i=1}^n \left(1 - \frac{\Delta t}{\tau_i}\right) \quad (3)$$

with  $1/\tau_i$ , the charge exchange frequency at the  $i$ -th time step  $\Delta t$  ( $\Delta t \ll \tau_i$ ), depending on the incident proton velocity, the charge exchange cross section and the local hydrogen density given by an exospheric model. Time resolution is equal to 1 second. The probability of collision between a proton and a neutral hydrogen atom is getting weaker and weaker as incident proton energy increases (particularly above few tens of keV), due to the energy dependence of the charge exchange cross section. Besides, it obviously decreases farther from the Earth and becomes almost stable down to 4 Re.

Fig.11 shows in each case that proton losses mainly concern particles approaching closer to the Earth, which is quite understandable: the magnetic field magnitude is stronger near the



---

Earth, so particles slow down in this region and consequently their residence time increases, as the probability of interaction with the exospheric atoms increases. It appears that losses mainly occur in the 03:00-15:00 LT sector, so globally on the day side, which is reached by particles after a longer time. In addition to that, proton residence time is longer near the Earth partly due to the conflict between corotation and drift movements, which can result in almost “stagnant” protons. Apparently, exospheric model switch does not have so much influence, surely due to the fact that differences from a model to another are small in the inner magnetosphere (see Fig.10) where most of the charge exchange interactions happen: we can only notice an intensification of the losses in the 06:00-12:00 LT sector with the MSIS86 model, which is consistent with the previous observations as this model overestimates hydrogen density over an altitude of 1 Re compared to the exospheric H model from Hodges.

## CONCLUSION

The aim of this qualitative study is to assess how model selection and parameterisation impact on the global plasma transport modelling in the inner magnetosphere. Three dimensions of the modelling are essential: plasma source, transport and losses. The two last ones were studied here in more detail.

Concerning plasma transport, it was shown that basic magnetic field models (magnetic-activity, tilt and location dependent), such as Tsyganenko 1989, Mead & Fairfield and Olson & Pfitzer quiet models, do not influence plasma dynamics as much as electric field models, which can lead to a very different final transport result. This was highlighted by the Maynard & Chen, Whipple and McIlwain model comparison, which leads to significant variations on the particle trajectory shape, energy evolution during transport and source location. None could have been identified as an “appropriate” electric field model for being used in such a modelling, but each of them presents interesting features: a Volland-Stern model type, like Maynard & Chen model, offers a good global description of plasma transport and source location in the plasma sheet; the shielding absence of the Whipple model appears to be an interesting characteristic with regards to Liemohn’s work (2008); whereas the McIlwain model predicts well the plasmopause position and describes well plasma dynamics inside the plasmasphere. So electric field model choice should be made according to the conditions in which it performs well, depending on the undertaken study.

Concerning losses while particles are transported, only proton losses by charge exchange were discussed here. For that, several exospheric models were tested with regards to Rairden’s measurements. It appears that the exospheric H model from Hodges provides a better hydrogen density assessment, but the MSIS-86 model must be considered because of its easy parameterisation (accuracy on the solar radio flux input) and its sensitivity to local time. This comparison analysis should also be tested under different working conditions, but unfortunately only few data on hydrogen density measurement are available. Losses by the charge exchange phenomenon mainly concern protons up to a few tens of keV in the 03:00-15:00 LT sector near the Earth, where residence time is longer, so a good exospheric model is particularly needed in this region (below an altitude of 3 Re).

---

## References

- Alexeev, I. I., Belenkaya, E. S. and Clauer Jr., C. R., A model of region 1 field-aligned currents dependent on ionospheric conductivity and solar wind parameters, *Journal of Geophysical Research*, vol.105, A9, 21 119-21 127, 2000
- Burke, W. J., Penetration electric fields: A Volland Stern approach, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69, 1114-1126, 2007
- CIRA 1986, Part I: Thermosphere Model, D. Rees (ed.), *Adv. Space Res.* 8, #5-#6, 1988
- Chamberlain, J. W., Planetary coronae and atmospheric evaporation, *Planet. Space Sci.*, 11, 901-960, 1963
- Christon, S. P., Williams, D. J., Mitchell, D. G., Huang, C. Y., Franck, L. A., Spectral Characteristics of Plasma Sheet Ion and Electron Populations During Disturbed Geomagnetic Conditions, *Journal of Geophysical Research*, vol.96, A1, January 1, 1991
- Dandouras, I., Cao, J., Vallat, C., Energetic ion dynamics of the inner magnetosphere revealed in coordinated Cluster-Double Star observations, *Journal of Geophysical Research*, 114, doi:10.1029/2007JA012757, 2009
- Ebihara, Y. and Ejiri, M., Simulation study on fundamental properties of the storm-time ring current, *Journal of Geophysical Research*, vol.105, A7, July 1, 2000
- Fok, M.-C., Moore, T. E., Kozyra, J. U., Ho, G. C. and Hamilton, D. C., Three - dimensional ring current decay model, *Journal of Geophysical Research*, 100, 9619-9632, doi: 10.1029/94JA03029, 1995
- Hedin, A. E., Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere, *J. Geophys. Res.* 96, 1159, 1991.
- Hodges, R. R., Jr., Monte Carlo simulation of the terrestrial hydrogen exosphere, *Journal of Geophysical Research*, vol.99, A12, P. 23229-23247, December 1, 1994
- Huang, C.-L., Spence, H. E., Singer, H. J., Tsyganenko, N. A., A quantitative assessment of empirical magnetic field models at geosynchronous orbit during magnetic storms, *Journal of Geophysical Research*, vol.113, A04208, April 11, 2008
- Jaggi, R. K. and Wolf, R. A., Self-consistent calculation of the motion of a sheet of ions in the magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, 78, 2852-2866, doi: 10.1029/JA078i016p02852, 1973.
- Korth, H., Thomsen, M. F., Borovsky J. E., McComas, D. J., Plasma sheet access to geosynchronous orbit, *Journal of Geophysical Research*, vol.104, A11, November 1, 1999
- Kovrazhkin, R.A., Sauvaud, J.-A., Delcourt, D.C., INTERBALL-Auroral observations of 0.1-12 keV ion gaps in the diffuse auroral zone, *Annales Geophysicae*, 17, 734-742, 1998
- Labitzke, K., Barnett, J. J., Edwards, B. (eds.), *Handbook MAP 16, SCOSTEP*, University of Illinois, Urbana, 1985.
- Liemohn, M. W., Kozyra, J. U., Thomsen, M. F., Roeder, J. L., Lu, G., Borovsky, J. E., Cayton, T. E., Dominant role of the asymmetric ring current in producing the stormtime Dst\*, *Journal of Geophysical Research*, vol.106, A6, 2001
- Liemohn, M. W., private communication, 2008
- Liemohn, M. W., communication, Inner Magnetosphere Coupling (IMC) workshop, Finland, July 28 - August 1, 2008
- McCollough, J. P., Gannon, J. L., Baker, D. N., Gehmeyr, M., A statistical comparison of commonly used external magnetic field models, *Space Weather*, vol.6, October 3, 2008
- McIlwain, C. E., A Kp Dependent Equatorial Electric Field Model, *Advances in Space Research*, vol.6, 3, 1986
- Maynard, N. C. and Chen, A. J., Isolated cold plasma regions: Observations and their relation to possible production mechanisms, *Journal of Geophysical Research*, vol.80, 1975

- 
- Mead, G. D., Fairfield, D. H., A Quantitative Magnetospheric Model Derived From Spacecraft Magnetometer Data, *Journal of Geophysical Research*, vol.80, 4, February 1, 1975
- Olson, W. P., Pfizter, K. A., Magnetospheric magnetic field modeling, Annual Scientific Report, AFOSR Contract No. F44620-75-C-0033, 1977
- Ostapenko, A. A. and Maltsev, Y. P., Relation of the magnetic field in the magnetosphere to the geomagnetic and solar wind activity, *Journal of Geophysical Research*, vol.102, A8, 17 467-17 473, 1997
- Pfizer, K. A., Olson, W. P. and Mogstad, T., A time dependent source driven magnetospheric magnetic field model, *EOS*, 69, 426, 1988
- Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P., Aikin, A. C., NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, 107(A12), 1468, doi:10.1029/2002JA009430, 2002.
- Pierrard, V., Khazanov, G. V., Cabrera, J., Lemaire, J., Influence of the convection electric field models on predicted plasmopause positions during magnetic storms, *Journal of Geophysical Research*, vol.113, A08212, August 9, 2008
- Puhl-Quinn, P. A., Matsui, H., Jordanova, V. K., Khotyaintsev, Y., Lindqvist, P.-A., An effort to derive an empirically based, inner-magnetospheric electric field model : Merging Cluster EDI and EFW data, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70, 564-573, 2008
- Pulkkinen, T. I. and Tsyganenko, N. A., Testing the accuracy of magnetospheric model field line mapping, *Journal of Geophysical Research*, vol.101, A12, 27 431-27 442, 1996
- Rairden, R. L., Frank, L. A., Craven, J. D., Geocoronal Imaging With Dynamics Explorer, *Journal of Geophysical Research*, vol.91, A12, P. 13613-13630, December 1, 1986
- Reeves, G. D., Weiss, L. A., Thomsen, M. F. and McComas, D. J., A quantitative test of different magnetic field models using conjunctions between DMSF and geosynchronous orbit, in *Radiation Belts: Models and Standards*, Geophys. Monogr. Ser., vol.97, edited by J. F. Lemaire and al., pp 167-172, AGU, Washington, D.C., 1996
- Ridley, A. J. and Liemohn, M. W., A model-derived storm time asymmetric ring current driven electric field description, *Journal of Geophysical Research*, vol.107, No. A8, 1151, August 1, 2002
- Spence, H. E., Kivelson, M. G. and Walker, R. J., Static magnetic field models consistent with nearly isotropic plasma pressure, *Geophys. Res. Lett.*, 14(8), 872-875, 1987
- Stern, D. P., The motion of a proton in the equatorial magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, vol.80, 1975
- Stern, D. P., The art of mapping the magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, vol.99, A9, 17 169-17 198, 1994
- Thomsen, M. F., McComas, D. J., Reeves, G. D., Weiss, L. A., An observational test of the Tsyganenko (T89a) model of the magnetospheric field, *Journal of Geophysical Research*, vol.101, A11, 24 827-24 836, 1996
- Thomsen, M. F., Korth, H. and Elphic, R. C., Upper cutoff energy of the electron plasma sheet as a measure of magnetospheric convection strength, *Journal of Geophysical Research*, vol.107, No.A10, October 31, 2002
- Tsyganenko, N. A., Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels, *Planet. Space Sci.*, vol.35, 1347-1358, 1987
- Tsyganenko, N. A., A Magnetospheric Magnetic Field Model with a Warped Tail Current Sheet, *Planet. Space Sci.*, vol.37, 1, 1989
- Tsyganenko, N. A., Effects of the solar wind conditions on the global magnetospheric configuration as deduced from data-based field models, in *European Space Agency Publication, ESA SP-389*, pp. 181-185, 1996

- 
- Tsyganenko, N. A., A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry, 1, Mathematical Structure, Journal of Geophysical Research, vol.107, A8, 1179, doi:10.1029/2001JA000219, 2002
- Tsyganenko, N. A., A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry, 2, Parameterization and fitting to observations, Journal of Geophysical Research, vol.107, A8, 1176, doi:10.1029/2001JA000220, 2002
- Tsyganenko, N. A. and Mukaĭ, T., Tail plasma sheet models derived from Geotail particle data, Journal of Geophysical Research, vol.108, A3, 2003
- Tsyganenko, N. A., Singer, H. J. and Kasper, J. C., Storm-time distortion of the inner magnetosphere: How severe can it get?, Journal of Geophysical Research, vol.108, A5, 1209, doi:10.1029/2002JA009808, 2003
- Tsyganenko, N. A. and Sitnov, M. I., Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms, Journal of Geophysical Research, vol.110, A03208, doi:10.1029/2004JA010798, 2005
- Tsyganenko, N. A. and Usmanov, A. V., Determination of the magnetospheric current system parameters and development of experimental geomagnetic field models based on data from IMP and HEOS satellites, Planet. Space Sci., 30(10), 985-998, 1982
- Volland, H., A semiempirical model of large-scale magnetospheric electric fields, Journal of Geophysical Research, vol.78, 1973
- Walker, R. J., An evaluation of recent quantitative magnetospheric magnetic field models, Rev. Geophys., 14(3), 411-427, 1976
- Whipple, E. C., Jr., (U,B,K) Coordinates : A Natural System for Studying Magnetospheric Convection, Journal of Geophysical Research, vol.83, A9, September 1, 1978
- Wygant, J. R., Rowland, D., Singer, H. J., Temerin, M., Mozer, F., Hudson, M. K., Experimental evidence on the role of the large spatial scale electric field in creating the ring current, Journal of Geophysical Research, vol.103, A12, December 1, 1998

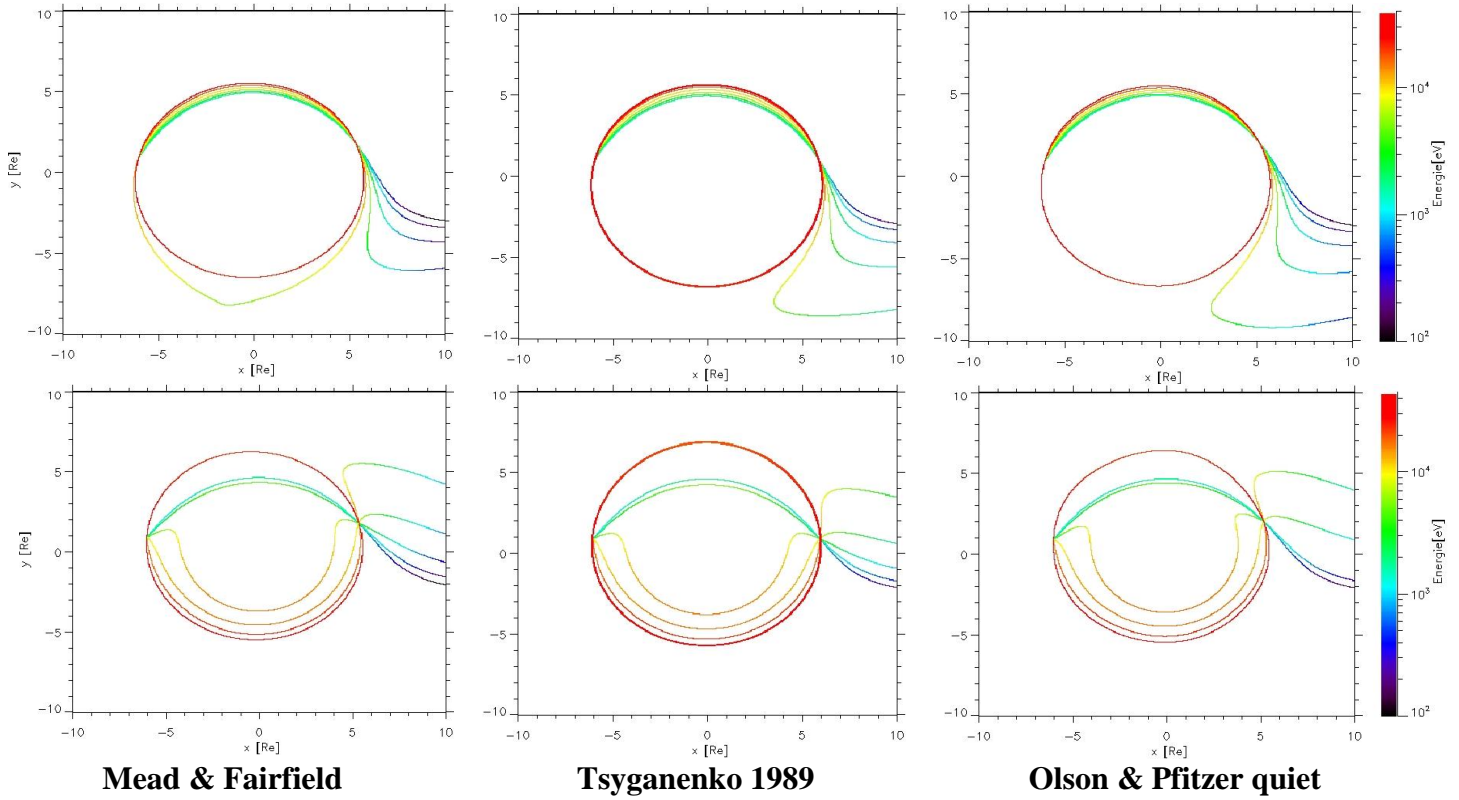


Figure 1. Electron (*top panel*) and proton (*bottom panel*) trajectories back in time from the point (-6,1) in the equatorial plane with Mead & Fairfield, Tsyganenko 1989 and Olson & Pfitzer quiet models at Kp=3.

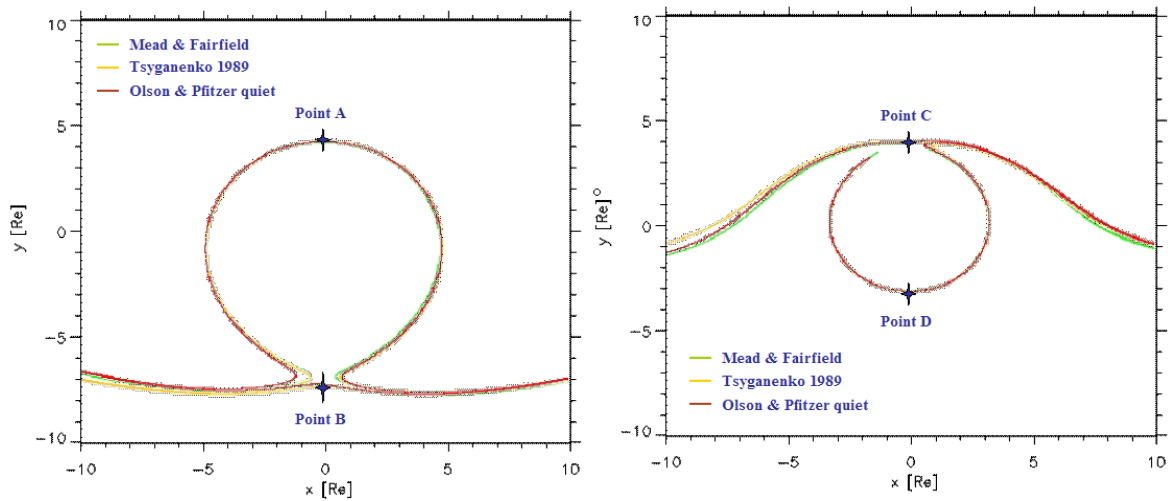


Figure 2. Alfvén layers in the equatorial plane with Mead & Fairfield, Tsyganenko 1989 and Olson & Pfitzer quiet models for electrons (on the left) and protons (on the right) at Kp=3.

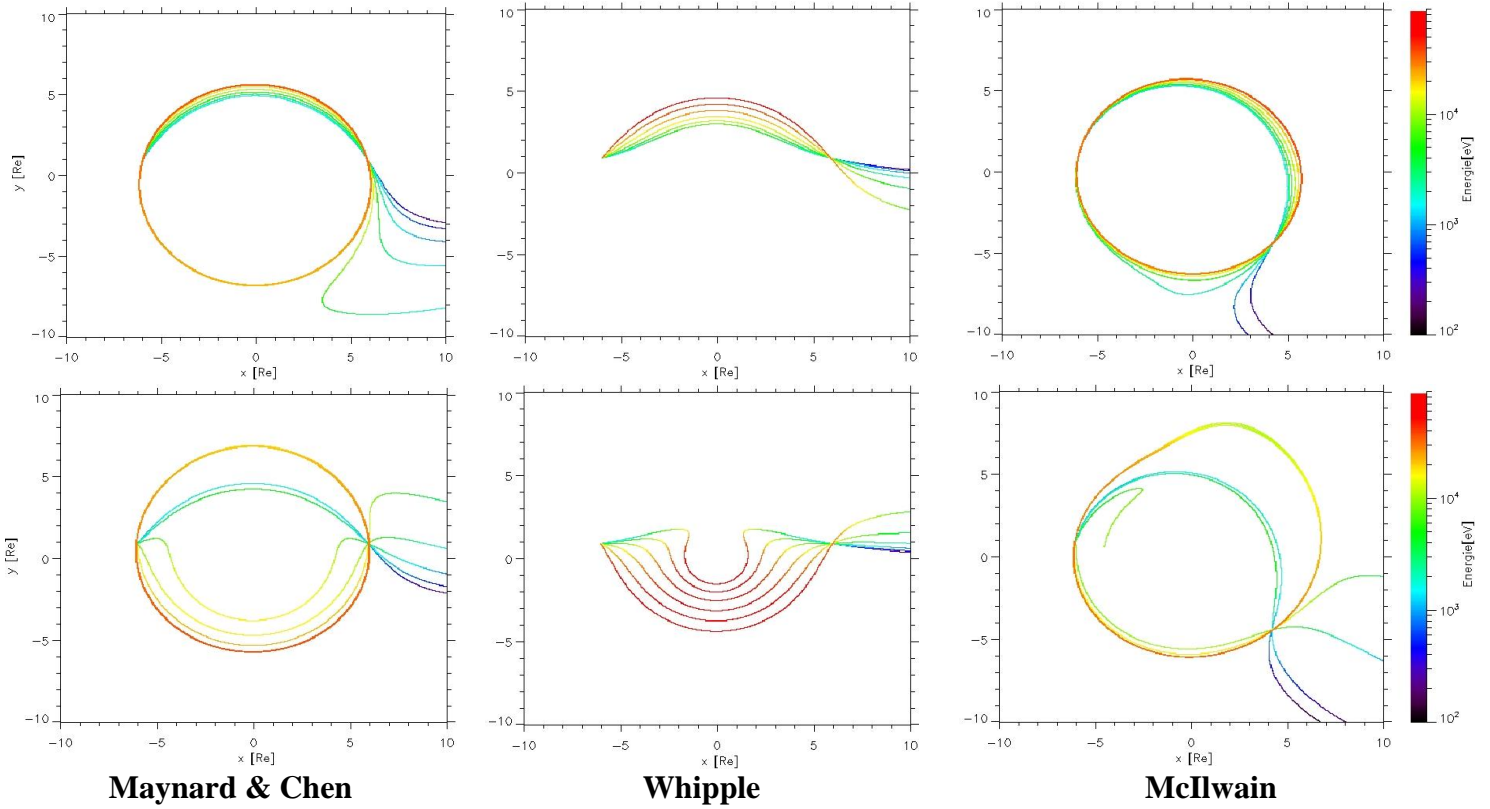


Figure 3. Electron (*top panel*) and proton (*bottom panel*) trajectories back in time from the point (-6,1) in the equatorial plane with Maynard & Chen, Whipple and McIlwain models ( $\mu=\{7.2 \times 10^6 ; 1.4 \times 10^7 ; 2.9 \times 10^7 ; 5.7 \times 10^7 ; 1.2 \times 10^8 ; 2.3 \times 10^8\}$  keV/T for  $E_0=\{1 ; 2 ; 4 ; 8 ; 16 ; 32\}$  keV at  $K_p=3$ ).

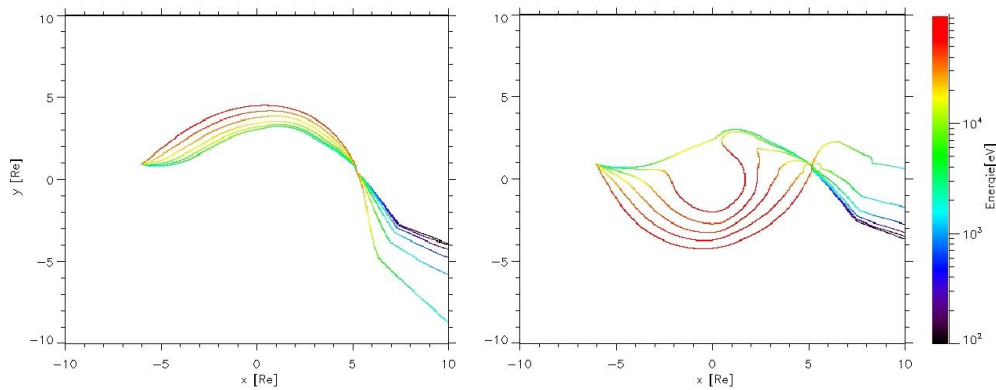


Figure 4. Electron and proton trajectories back in time from the point (-6,1) in the equatorial plane for a medium magnetic activity ( $K_p=6$ ) with Liemohn electric field potential (respectively on left and right sides).

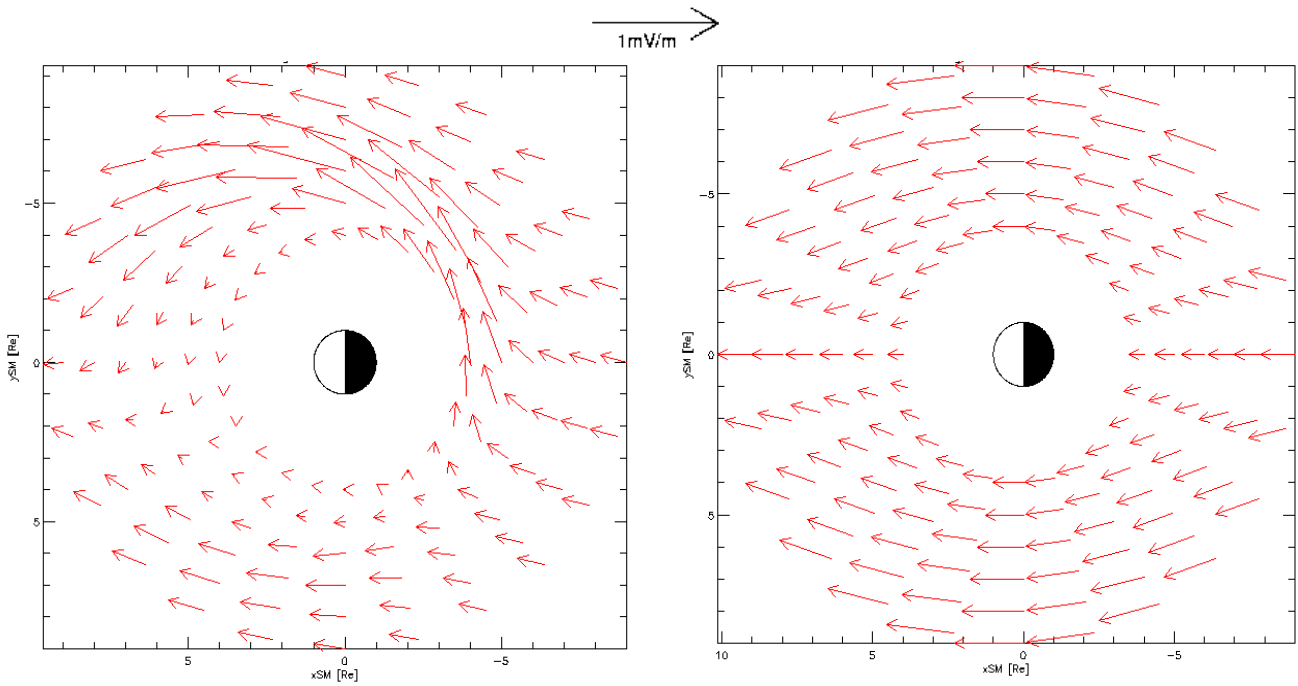


Figure 5. Plasma convection direction with the electric field given by the McIlwain model (on the left) and the Maynard and Chen one (on the right): corotation electric field is not included in these two figures.

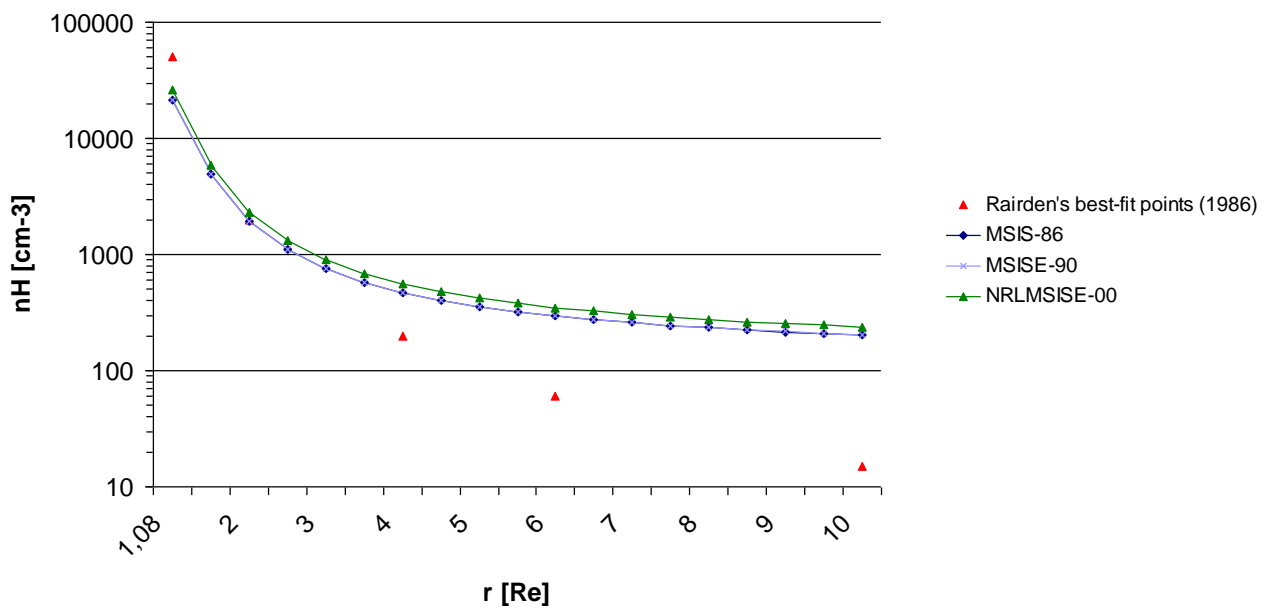


Figure 6. Exospheric hydrogen density versus radial distance with extrapolated MSIS models

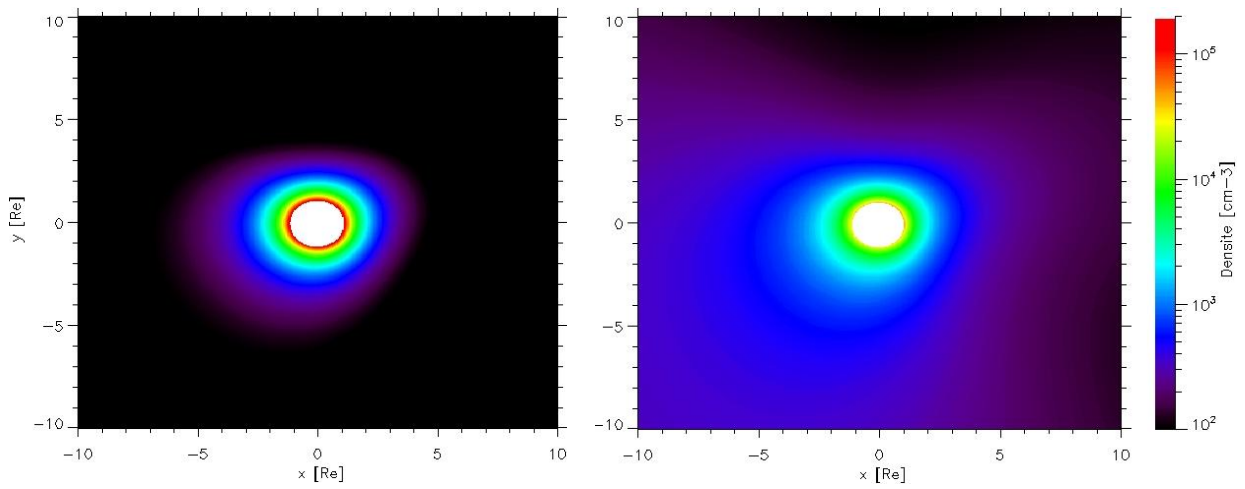


Figure 7. Exospheric hydrogen density equatorial maps for a solar radio flux of 60 S.F.U. and 200 S.F.U. (respectively on left and right sides) with the MSIS-86 model

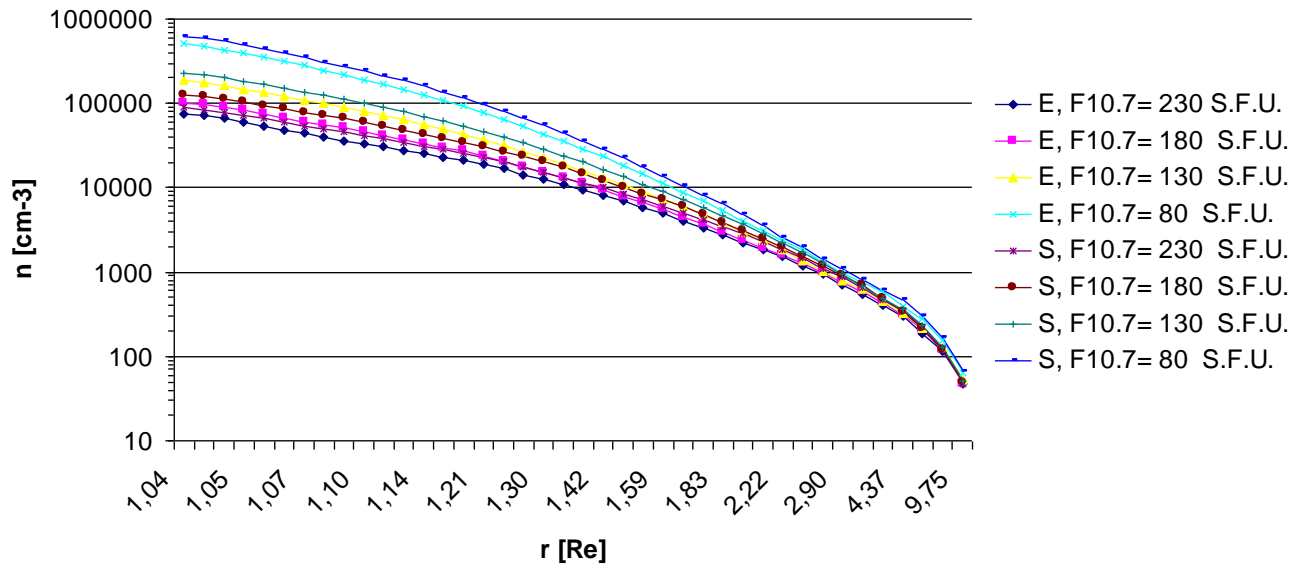


Figure 8. Hydrogen density versus radial distance and radio solar flux at equinox (E) and solstice (S) at midnight with the exospheric H model from Hodges



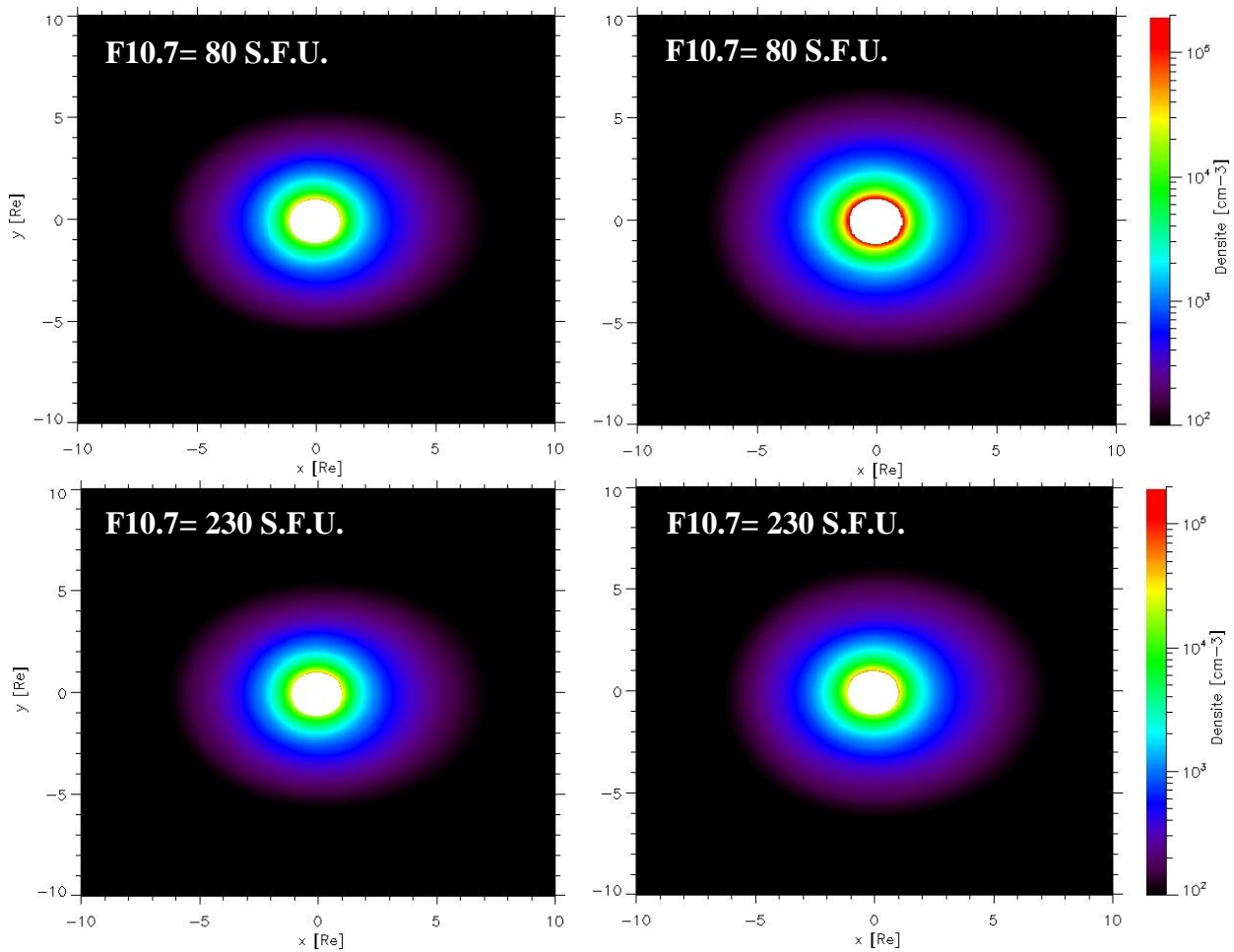


Figure 9. Hydrogen density map at equinox (*left panel*) and solstice (*right panel*) for a solar radio flux of 80 S.F.U. and 230 S.F.U. with the exospheric H model from Hodges

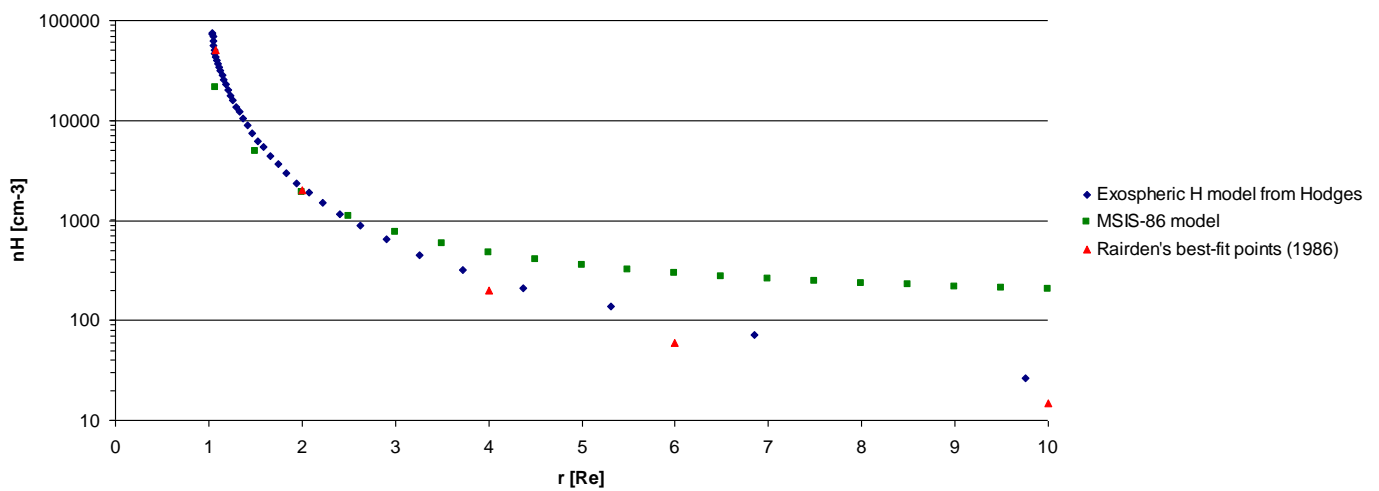


Figure 10. Hydrogen density with the exospheric H model from Hodges and the MSIS-86 model compared to Rairden's best-fit points under the conditions of measurements made by DE 1 on October 14<sup>th</sup>, 1981

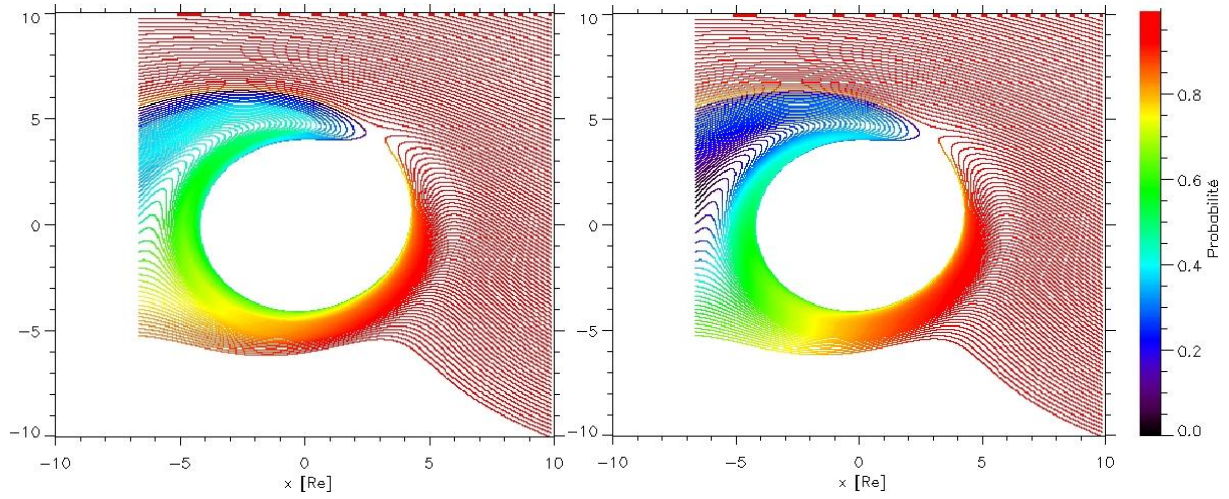


Figure 11. Probability of remaining injected protons, along their trajectories, with the Hodges and the MSIS-86 exospheric models (respectively on left and right sides)



---

---

# BIBLIOGRAPHIE

**Alexeev, I. I., Belenkaya, E. S., Clauer Jr., C. R.,** A model of region 1 field-aligned currents dependent on ionospheric conductivity and solar wind parameters, *Journal of Geophysical Research*, vol.105, A9, 21 119-21 127, 2000

**Alfvén, H.,** *Cosmical Electrodynamics*, éd. Oxford, 1950

**Beutier, T.,** Modélisation tri-dimensionnelle pour l'étude de la dynamique des ceintures de radiation, Thèse de doctorat- *ENSAE*, 1993

**Bloxham, J., Gubbins, D., Jackson, A.,** Geomagnetic Secular Variation, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, ser. A, 329, 415-502., 1989

**Boscher, D., Bourdarie, S., Inguibert, C., Dirassen, B., Panabière, G.,** Environnement 2000 - Moyens d'évaluation de l'environnement radiatif des véhicules spatiaux, RF/CS0410201, *AER 04102*, 2000

**Boscher, D., Bourdarie, S., Lazaro, D., Sicard-Piet, A.,** Modélisation et mesures de l'environnement radiatif, *RF 2/12841 DESP*, Novembre 2007

**Bourrieau, J., David, J.-P., Levy, L.,** Environnement spatial, notes de cours, *ENSAE*, 1996

**Burke, W. J.,** Penetration electric fields: A Volland Stern approach, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69, 1114-1126, 2007

**Buzulukova, N. Yu., Vovchenko, V. V.,** Modeling of proton nose structures in the inner magnetosphere with a self-consistent electric field model, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, vol.70, Issues 2-4, 503-510, 2008

**Chamberlain, J. W.,** Planetary coronae and atmospheric evaporation, *Planet. Space Sci.*, 11, 901-960, 1963

**Chen, A. J.,** Penetration of low-energy protons deep into the magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, vol.75, 2458-2467, 1970

**Christon, S. P., Williams, D. J., Mitchell, D. G., Huang, C. Y., Franck, L. A.,** Spectral Characteristics of Plasma Sheet Ion and Electron Populations During Disturbed Geomagnetic Conditions, *Journal of Geophysical Research*, vol.96, No.A1, January 1, 1991

---

**Cowley, S. W. H., Ashour-Abdalla, M.**, Adiabatic plasma convection in a dipole field: Electron forbidden-zone effects for a simple electric field model, *Planetary and Space Science*, vol.24, Issue 9, 805-819, 1976

**Cowley, S. W. H., Ashour-Abdalla, M.**, Adiabatic plasma convection in a dipole field: Proton forbidden-zone effects for a simple electric field model, *Planetary and Space Science*, vol.24, Issue 9, 821-833, 1976

**Daglis, I. A.**, The role of magnetosphere-ionosphere coupling in magnetic storm dynamics, *Magnetic Storms, Geophys. Monogr. Ser.*, vol.107, edited by B. T. Tsurutani et al., AGU, Washington, D. C., 1997

**Daglis, I. A., Thorne, R. M., Baumjohann, W., Orsini, S.**, The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay, *Reviews of Geophysics*, vol. 37, No. 4, 407-438, 1999

**Dandouras, I., Cao, J., Vallat, C.**, Energetic ion dynamics of the inner magnetosphere revealed in coordinated Cluster-Double Star observations, *Journal of Geophysical Research*, September, 2008

**Delcourt, D. C.**, Particle acceleration by inductive electric fields in the inner magnetosphere, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, vol.64, 551-559, 2002

**Ebihara, Y., Ejiri, M.**, Simulation study on fundamental properties of the storm-time ring current, *Journal of Geophysical Research*, vol.105, No.A7, July 1, 2000

**Ejiri, M.**, Trajectory traces of charged particles in the magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, vol.83, 4798-4810, 1978

**Evans, D. S., Greer, M. S.**, Polar Orbiting Environmental Satellite Space Environment Monitor 2: Instrument description and archive data documentation, *NOAA Tech. Memo. OAR SEC-93*, NOAA, Boulder, Colorado, 2000

**Frank, L. A.**, On the Extraterrestrial Ring Current During Geomagnetic Storms, *Journal of Geophysical Research*, vol.72, No.15, 3753-3767, 1967

**Friedel, R. H. W., Korth, H., Henderson, M.G., Thomsen, M. F.**, Plasma sheet access to the inner magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, vol.106, No.A4, April 1, 2001

**Gold, T.**, *Journal of Geophysical Results*, LXIV, 1219/1, 1959

**Gussenhoven, M. S., Hardy, D. A., Burke, W. J.**, DMSP/F2 Electron Observations of Equatorward Auroral Boundaries and Their Relationship to Magnetospheric Electric Fields, *Journal of Geophysical Research*, vol.86, No.A2, February 1, 1981

**Gussenhoven, M. S., Hardy, D. A., Heinemann, N.**, Systematics of the Equatorward Diffuse Auroral Boundary, *Journal of Geophysical Research*, vol.88, No.A7, July 1, 1983

**Hamilton, D. C., Gloeckler, G., Ipavich, F. M., Stüdemann, W., Wilken, B., Kremser, G.**, Ring Current Development During the Great Geomagnetic Storm of February 1986, *Journal of Geophysical Research*, vol. 93, No. A12, 14,343-14,355, 1988

---

**Hedin, A. E.**, MSIS-86 thermospheric model, *Journal of Geophysical Research*, vol.92, No.A5, 4649–4662, 1987

**Hedin, A. E.**, Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 96, 1159, 1991.

**Hess, W. N.**, Synchrotron radiation, *The radiation Belt and Magnetosphere*, 443-462, 1968

**Hodges Jr., R.**, Monte Carlo simulation of the terrestrial hydrogen exosphere, *Journal of Geophysical Research*, vol.99, No.A12, 23229-23247, December 1, 1994

**I.G.R.F.**, *International Association of Geomagnetism and Aeronomy*, 2008

**Korth, H., Thomsen, M. F., Borovsky, J. E., McComas, D. J.**, Plasma sheet access to geosynchronous orbit, *Journal of Geophysical Research*, vol.104, No.A11, November 1, 1999

**Kovrazhkin, R. A., Sauvaud, J.-A., Delcourt, D. C.**, INTERBALL-Auroral observations of 0.1-12 keV ion gaps in the diffuse auroral zone, *Annales Geophysicae*, 17, 734-742, 1998

**Labitzke, K., Barnett, J. J., Edwards, B.** (eds.), Handbook MAP 16, *SCOSTEP*, University of Illinois, Urbana, 1985

**Lantos, P.**, Le Soleil en face, le Soleil et les relations Soleil-Terre, Collection Culture Scientifique, *Editions Masson*, Paris, 1997

**Lathuillère, C.**, *Identification des orages dans la thermosphère*, Colloque PNST, Obernai, Mars 2008

**Liemohn, M. W., Kozyra, J. U., Thomsen, M. F., Roeder, J. L., Lu, G., Borovsky, J. E., Cayton, T. E.**, Dominant role of the asymmetric ring current in producing the stormtime Dst\*, *Journal of Geophysical Research*, vol.106, No.A6, June 1, 2001

**Liemohn, M. W.**, private communication, 2008

**Lo, H., Tite, W.**, Electron-capture and loss cross sections for fast, heavy particles passing through gases, *Atomic data*, 1, 305-328, 1970

**Maynard, N. C., Chen, A. J.**, Isolated cold plasma regions: Observations and their relation to possible production mechanisms, *Journal of Geophysical Research*, vol.80, 1975

**Maynard, N. C., Aggson, T. L., Heppner, J. P.**, The plasmaspheric electric field as measured by ISEE 1, *Journal of Geophysical Research*, vol.66, 1983

**McIlwain, C. E.**, Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles, *Journal of Geophysical Research*, vol.66, 3681-3691, 1961

**McIlwain, C. E.**, A Kp Dependent Equatorial Electric Field Model, *Advances in Space Research*, vol.6, No.3, 1986

---

**Mead, G. D., Fairfield, D. H.**, A Quantitative Magnetospheric Model Derived From Spacecraft Magnetometer Data, *Journal of Geophysical Research*, vol.80, No.4, February 1, 1975

**Milillo, A., Orsini, S., Delcourt, D. C., Mura, A., Massetti, S., De Angelis, E., Ebihara, Y.**, Empirical model of proton fluxes in the equatorial inner magnetosphere: 2. Properties and applications, *Journal of Geophysical Research*, vol. 108, A5, 1165, 2003

**Mizera, P. F., Blake, J. B.**, Observations of Ring Current Protons at Low Altitudes, *Journal of Geophysical Research*, vol.78, No.7, March 1, 1973

**Moritz, J.**, Energetic protons at low equatorial altitudes: A newly discovered radiation belt phenomenon and its explanation, *Z. Geophys.*, 38, 701, 1972

**Nagata, D., Machida, S., Ohtani, S., Saito, Y., Mukai, T.**, Solar wind control of plasma number density in the near-Earth plasma sheet: three-dimensional structure, *Ann. Geophys.*, 26, 4031-4049, 2008.

**Northrop, T. G.**, The adiabatic motion of charged particles, *Interscience tracts on physics and astronomy*, 1963

**Olson, W. P., Pfizter, K. A.**, Magnetospheric magnetic field modeling, Annual Scientific Report, *AFOSR Contract No. F44620-75-C-0033*, 1977

**Ostapenko, A. A., Maltsev, Y. P.**, Relation of the magnetic field in the magnetosphere to the geomagnetic and solar wind activity, *Journal of Geophysical Research*, vol.102, A8, 17 467-17 473, 1997

**Peymirat, C., Fontaine, D.**, Numerical simulation of magnetospheric convection including the effect of field-aligned currents and electron precipitation, *Journal of Geophysical Research*, vol.99, No.A6, 11, 155-11, 176, 1994

**Pfizter, K. A., Olson, W. P., Mogstad, T.**, A time dependent source driven magnetospheric magnetic field model, *EOS*, 69, 426, 1988

**Picone et al.**, CIRA 1986, Part I: Thermosphere Model, D. Rees (ed.), *Adv. Space Res.*, 8, #5-#6, 1988

**Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P., Aikin, A. C.**, NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, 107(A12), 1468, doi:10.1029/2002JA009430, 2002

**Pierrard, V., Khazanov, G. V., Cabrera, J., Lemaire, J.**, Influence of the convection electric field models on predicted plasmopause positions during magnetic storms, *Journal of Geophysical Research*, vol.113, No.A08212, August 9, 2008

**Puhl-Quinn, P. A., Matsui, H., Jordanova, V. K., Khotyaintsev, Y., Lindqvist, P.-A.**, An effort to derive an empirically based, inner-magnetospheric electric field model : Merging Cluster EDI and EFW data, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70, 564-573, 2008

---

**Rairden, R. L., Frank, L. A., Craven, J. D.**, Geocoronal Imaging With Dynamics Explorer, *Journal of Geophysical Research*, vol.91, No.A12, P. 13613-13630, December 1, 1986

**Ridley, A. J., Liemohn, M. W.**, A model-derived storm time asymmetric ring current driven electric field description, *Journal of Geophysical Research*, vol.107, No. A8, 1151, August 1, 2002

**Rowland, D. E., Wygant, J. R.**, Dependence of the large-scale, inner magnetospheric electric field on geomagnetic activity, *Journal of Geophysical Research*, vol.103, No.A7, July 1, 1998

**Runge-Kutta (méthode)**

**Kutta, W.**, Beitrag zur näherungsweise Integration totaler Differentialgleichungen, *Z. Math. Phys.*, 46, 435-453., 1901

**Sandel, B. R., Goldstein, J., Gallagher, D. L., Spasojevic, M.**, Extreme Ultraviolet Imager Observations of the Structure and Dynamics of the Plasmasphere, *Space Science Reviews*, vol.109, 25, 2003

**Sauvaud, J. A., Saint-Marc, A., Dandouras, J., Rème, H., Korth, A., Kremser, G., Parks, G. K.**, A multisatellite study of the plasma sheet dynamics at substorm onset, *Geophys. Res. Letters*, 11, 5, doi:10.1029/GL011i005p00500, 1984

**Sauvaud, J. A., Bosqued, J. M., Kovrazhkin, R. A., Delcourt, D., Berthelier, J. J., Lefevre, F., Rauch, J. L., Galperin, Yu. I., Mogilevsky, M. M., Titova, E. E.**, Positive ion distributions in the morning auroral zone: Local acceleration and drift effects, *Advances in Space Research*, Vol.5, Issue 4, Pages 73-77, 1985

**Sauvaud, J. A., Delcourt, D.**, A Numerical Study of Suprathermal Ionospheric Ion Trajectories in Three-Dimensional Electric and Magnetic Field Models, *Journal of Geophysical Research*, vol.92, No.A6, 5873-5884, 1987

**Sheldon, R. B., Gaffey, J. D. Jr.**, Particle tracing in the magnetosphere: New algorithms and results, *Geophysical Research Letters*, vol.20, N°9, 767-770, 1993

**Shirai, H., Maezawa, K., Fujimoto, M., Mukai, T., Saito, Y., Kaya, N.**, Monoenergetic ion drop-off in the inner magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, vol.102, No.A9, 19873-19881, September 1, 1997

**Sørbo, M., Søråas, F., Aarnes, K., Oksavik, K., Evans, D. S.**, Latitude distribution of vertically precipitating energetic neutral atoms observed at low altitudes, *Geophysical Research Letters*, vol.33, March 24, 2006

**Spitzer, L.**, The atmospheres of the Earth and planets, ed. by G. P. Kuiper, *University of Chicago Press*, 1952

**Stern, D. P.**, The motion of a proton in the equatorial magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, vol.80, 1975

**Swisher, R. L., Frank, L. A.**, Lifetimes for Low-Energy Protons in the Outer Radiation Zone, *Journal of Geophysical Research*, vol.73, No.17, 5665-5672, 1968



- 
- Takahashi, S., Iyemori, T.**, Three-dimensional tracing of charged particle trajectories in a realistic magnetospheric model, *Journal of Geophysical Research*, vol.94, 5505-5509, 1989
- Thomsen, M. F., Korth, H., Elphic, R. C.**, Upper cutoff energy of the electron plasma sheet as a measure of magnetospheric convection strength, *Journal of Geophysical Research*, vol.107, No.A10, October 31, 2002
- Tsyganenko, N. A.**, Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels, *Planet. Space Sci.*, vol.35, 1347-1358, 1987
- Tsyganenko, N. A.**, A Magnetospheric Magnetic Field Model with a Warped Tail Current Sheet, *Planet. Space Sci.*, vol.37, No.1, 1989
- Tsyganenko, N. A.**, Effects of the solar wind conditions on the global magnetospheric configuration as deduced from data-based field models, in *European Space Agency Publication*, ESA SP-389, pp. 181-185, 1996
- Tsyganenko, N. A.**, A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry, 2, Parameterization and fitting to observations, *Journal of Geophysical Research*, vol.107, A8, 1176, doi:10.1029/2001JA000220, 2002
- Tsyganenko, N. A., Mukai, T.**, Tail plasma sheet models derived from Geotail particle data, *Journal of Geophysical Research*, vol.108, No.A3, 2003
- Tsyganenko, N. A., Sitnov, M. I.**, Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms, *Journal of Geophysical Research*, vol.110, A03208, doi:10.1029/2004JA010798, 2005
- Veenadhari, B., Alex, S., Kikuchi, T., Shinbori, A., Singh, R., Chandrasekhar, E.**, Penetration of Magnetospheric Electric Fields to the Equator and their Effects on Low Latitude Ionosphere during Intense Geomagnetic Storms, *Journal of Geophysical Research*, vol.115, A03305, doi:10.1029/2009JA014562, 2010
- Vette, J. I.**, The AE-8 Trapped Electron Model Environment, *NSSDC*, November 1991
- Volland, H.**, A semiempirical model of large-scale magnetospheric electric fields, *Journal of Geophysical Research*, vol.78, 1973
- Volland & Stern (modèle)**  
cf. Volland (1973) et Stern (1975)
- Weimer, D. R.**, A flexible, IMF dependent model of high-latitude electric potentials having “space weather” applications, *Geophys. Res. Letters*, 23, 18, 1549-2552, 1996
- Whipple, E. C., Jr.**, (U,B,K) Coordinates : A Natural System for Studying Magnetospheric Convection, *Journal of Geophysical Research*, vol.83, No.A9, September 1, 1978
- Wolf, R. A., Spiro, R. W., Sazykin, S., Toffoletto, F. R., Lesager, P., Huang, T.-S.**, Use of the Euler potentials for describing magnetosphere-ionosphere coupling, *Journal of Geophysical Research*, 111, 2006

---

**Wygant, J. R., Rowland, D., Singer, H. J., Temerin, M., Mozer, F., Hudson, M. K.,**  
Experimental evidence on the role of the large spatial scale electric field in creating the ring  
current, *Journal of Geophysical Research*, vol.103, No.A12, December 1, 1998

## **Étude et modélisation du transport de plasma dans la magnétosphère interne**

Le nombre croissant de charges utiles mises à poste dans l'espace et l'utilisation de systèmes électroniques embarqués de pointe nécessitent une rigoureuse connaissance de l'environnement spatial de notre planète en vue des choix technologiques à poser. Afin de mieux connaître l'environnement radiatif, une étude du transport de plasma dans la région interne de la magnétosphère terrestre est proposée ici, sachant que ce sont ces particules énergétiques qui vont venir peupler les ceintures de radiation. Dans le cadre de la modélisation, on s'intéresse à la source du plasma, son transport et les pertes de particules rencontrées au cours de ce dernier. Une étude paramétrique comparative de modèles de champs magnétique et électrique est ainsi menée, dévoilant l'influence capitale du champ électrique sur la dynamique des particules. Le même type d'étude est entrepris avec des modèles de la densité d'hydrogène dans l'exosphère, qui permettront par la suite d'estimer la perte de protons par échange de charge au cours de leur transport. Ces résultats ont motivé une étude plus approfondie du champ électrique sur la base des mesures *proton* et *électron* des détecteurs MEPED des satellites NOAA POES, en montrant la pénétration de particules à très faibles valeurs de L lors d'orages géomagnétiques. L'étude d'événements particuliers à différents niveaux d'activité magnétique et la simulation du phénomène permettent d'arriver à une caractérisation du champ électrique de convection dans la magnétosphère interne.

*Mots-clefs : magnétosphère, plasma, champ électrique, champ magnétique, exosphère, mesures satellite, orages géomagnétiques*

## **Plasma transport study and modelling in the inner magnetosphere**

The increasing number of payloads launched in space and the current use of sophisticated embedded systems need a strong knowledge of our space environment so that we make the appropriate technological choices. In order to understand better the radiative space, plasma transport in the inner region of the Earth's magnetosphere is studied, given the fact that the radiation belts are composed of these energetic particles. From the modeling point of view, we focus on the plasma source, transport and loss. A parametric study on the magnetic and electric field model comparison is undertaken, highlighting the key role of the electric field on particle dynamics. The same kind of analysis is done with hydrogen density models for the exosphere, which then bring the opportunity to assess proton losses occurred by charge exchange during their transport. These results have justified a deeper study about the electric field, on the basis of proton and electron flux measurements from MEPED detectors on board NOAA POES satellites, showing particle penetration at very low L-shells during geomagnetic storms. A specific storm case analysis at various magnetic activity levels and a simulation of the phenomenon lead us to a convection electric field characterization in the inner magnetosphere.

*Keywords : magnetosphere, plasma, electric field, magnetic field, exosphere, payload data analysis, magnetic storms*