RÉPUBLIQUE FRANÇAISE
Liberté
Égalité
Fraternité

isae SUPAERO Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace
Université de Toulouse

Doctorat de l'Université de Toulouse

délivré par l'ISAE-SUPAERO

Extension de la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestres aux basses énergies

---

Thèse présentée et soutenue, le 4 décembre 2025 par

Rabia KIRAZ

École doctorale
SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace

Spécialité
Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de recherche
ISAE-ONERA PSI Physique Spatiale et Instrumentation

Thèse dirigée par
Vincent MAGET et Benoit LAVRAUD

Composition du jury
Mme Viviane PIERRARD, Présidente, Royal Belgian Institute for Space Aeronomy
Mme Edith BOTEK, Rapporteure, Royal Belgian Institute for Space Aeronomy
M. Olivier LE CONTEL, Rapporteur, CNRS/LPP
Mme Angélique WOELFFLE, Examinatrice, DGA
M. Vincent MAGET, Directeur de thèse, ONERA
M. Benoit LAVRAUD, Co-directeur de thèse, CNRS/LAB

Membres invités
M. Nour Allah DAHMEN, Co-encadrant, ONERA

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à ma direction de thèse.

Vincent pour ta bienveillance et Benoît pour ta sagesse. J'ai eu beaucoup de chance de vous avoir tout au long de ces trois années et j'en suis très reconnaissante.

Nour mérite ses propres remerciements même si ça ne sera jamais assez. Merci pour tout : les moments de réflexion, les moments de doutes, les moments de rigolades. Tu as vraiment été un grand frère pour moi pendant cette thèse et merci pour ça.

Je souhaite remercier Mme Botek et M. Le Contel pour avoir été les rapporteurs de cette thèse. Je remercie également Mme Woellflé et Mme Pierrard pour leur participation au jury de thèse. Merci en particulier pour nos échanges et vos remarques sur mes travaux.

Je souhaite remercier les personnes du DPHY de l'Onera avec lesquelles j'ai passé de bons moments que ce soit à l'Onera ou en dehors. Une mention particulière à l'Unité ERS pour les moments partagés. Merci à Guillerme pour sa bienveillance et son humour (seulement après avoir pris un café). Merci à Antoine pour les longues discussions le soir alors qu'il doit aller chercher ses enfants.

Mes remerciements suivants reviennent aux demoiselles (pardon, aux docteurs !) avec qui j'ai partagé mes journées (et certaines soirées) ces 3 dernières années. Maria et Gwen. Cette thèse n'aurait pas été la même sans vous. Merci à Maria, avec qui on m'a beaucoup confondue, pour avoir été un grand soutien émotionnel. Voir ton visage entre mes écrans était la meilleure partie de mes journées. Merci à Gwen pour nos moments de fous rires.

Je ne peux pas écrire de remerciements sans adresser un mot à Quentin, Zack et Emerick. Personnages hauts en couleurs rajoutant une touche de chaos à nos journées. Merci pour les pauses thé que nous avons partagées ensemble.

Je remercie également ma famille qui a été d'un énorme soutien. Cela comprend aussi bien mes parents adorés, mon frère et ma belle-sœur, que ma famille en Turquie, qui malgré la distance, ne cessent de me soutenir sans trop comprendre ce que je fais. Une pensée particulière pour mon grand-père qui aurait adoré me voir devenir docteur.

Je tiens également à remercier les amis de ma famille, dont beaucoup se trouvent en Alsace, pour leur amour, leur soutien et leur participation à mon pot de thèse.

Je remercie également mes amis. Ceux de longue date du collège/lycée (Cécile, Corentin, Maëlle, Jean) comme les plus récents de l'Estaca (Paul, Robin, Angela, Shinok, Faustine et plein d'autres) ou de Toulouse (Ludwig, Louis, Fabien, Lisa etc.). Une mention spéciale à mes relecteurs de manuscrit. Et une autre à ceux qui ont fait semblant de l'avoir lu.

Merci à Thershi pour m'avoir soutenu et pour avoir toujours pensé à moi, même quand il était à l'autre bout du monde.

Je finis mes remerciements par ceux qui m'ont permis de tenir malgré les moments de doutes. Matis, Théa et Hugo. Merci d'être là. J'ai beaucoup de chances de vous avoir. Je n'aurais pas pu aller au bout de cette thèse sans votre présence à mes côtés.

Enfin, merci à toutes les personnes qui m'ont soutenues et encouragées pendant ces trois dernières années.

Avant-propos

Le présent manuscrit rend compte des travaux réalisés dans le cadre de ma thèse de doctorat menée au sein du département DPHY de l'ONERA, au sein de l'unité « Environnement Radiatif Spatial ». Cette recherche a bénéficié du financement de l'ONERA et a été conduite sous l'encadrement de Nour Allah Dahmen, et la direction de Vincent Maget et Benoit Lavraud.

Résumé

Depuis le lancement de Spoutnik-1 en 1957, l'espace est devenu un pilier de nos sociétés modernes. En effet, les infrastructures spatiales sont devenues indispensables aussi bien pour les télécommunications, que la navigation, l'observation de la Terre ou la sécurité. Toutefois, ces satellites évoluent dans un environnement hostile où les particules piégées de haute énergie par le champ magnétique peuvent endommager l'électronique embarquée et provoquer des anomalies. Lors des orages géomagnétiques, ces particules peuplant les ceintures de radiation connaissent de fortes variations de flux, accroissant les risques opérationnels. Anticiper ces épisodes requiert des modèles numériques capables de reproduire la dynamique des ceintures en réponse aux conditions du vent solaire et à l'état de perturbation de la magnétosphère interne.

La famille de codes Salammbô, développée à l'ONERA, constitue une référence dans la littérature scientifique pour la simulation des particules piégées. En particulier, la version Salammbô 4D étend sa modélisation à la population à basse énergie. Pour cela, le code intègre une dépendance au temps magnétique local (MLT) permettant de représenter les asymétries azimutales autour de la Terre et prend en compte l'effet du champ électrique magnétosphérique. Dans ce contexte, l'objectif principal de cette thèse est d'améliorer la modélisation de la dynamique des électrons de basse énergie (10-100 keV) des ceintures, en particulier lors d'orages géomagnétiques. Ces électrons jouent un rôle clé dans les phénomènes de charge des satellites, et leur modélisation reste aujourd'hui limitée par la prise en compte incomplète de certains processus physiques.

A travers ce travail de thèse, j'ai cherché à améliorer plusieurs briques de modélisation de processus physiques prenant part à la dynamique des électrons de basse énergie dans le code Salammbô 4D. Tout d'abord, j'ai développé une nouvelle modélisation de la frontière de la magnétosphère pour mieux décrire les pertes rapides par traversée de la magnétopause. Ensuite, j'ai intégré une nouvelle description du champ électrique de convection à travers le modèle numérique UNH-IMEF. Cette dernière repose sur des observations des satellites Cluster et permet un pilotage de l'amplitude du potentiel électrique par les paramètres du vent solaire. J'ai également implémenté une nouvelle estimation de l'interaction résonante avec les ondes de plasma de très basse fréquence. En plus d'avoir une description plus fine en MLT, cette nouvelle description des ondes adopte une dépendance dynamique à la géo-efficacité des évènements solaires. Enfin, j'ai intégré une nouvelle condition limite numérique fondée sur les observations des satellites THEMIS, pour mieux représenter les inhomogénéités longitudinales lors des épisodes d'injections de particules depuis la couche de plasma. Puis, j'ai effectué des tests unitaires permettant d'isoler l'impact propre de chacune de ces améliorations sur la représentation physique de Salammbô 4D.

Ces développements ont enfin été validés à travers le cas de l'orage géomagnétique de mars 2015, en comparant les flux simulés aux mesures in situ du satellite RBSP B le long de sa trajectoire réelle. Les résultats confirment les constatations précédentes et mettent en évidence les effets combinés de chaque amélioration sur la modélisation globale. En particulier, la version améliorée du code Salammbô 4D représente mieux la distribution des électrons de 30 keV en période calme et en phase de relaxation de l'orage. Cette étude contribue à une meilleure compréhension de la physique régissant la dynamique des électrons de basse énergie et ouvre des perspectives pour améliorer la prévision de l'environnement radiatif dans le cadre des applications de la météorologie de l'espace.

Abstract

Since the launch of Sputnik-1 in 1957, space has become a cornerstone of modern societies. Space infrastructures have become indispensable for telecommunications, navigation, Earth observation, and security. However, these satellites operate in a hostile environment where high-energy particles trapped by the geomagnetic field can damage onboard electronics and trigger anomalies. During geomagnetic storms, the particle populations of the radiation belts undergo strong flux variations, thereby increasing operational risks. Anticipating such episodes requires numerical models capable of reproducing belt dynamics in response to solar wind conditions and the disturbed state of the inner magnetosphere.

The Salammbô code family, developed at ONERA, is a recognized reference in the scientific literature for simulating trapped particles. In particular, the Salammbô 4D version extends the modeling to the low-energy electron population. It incorporates a dependence on magnetic local time (MLT) to capture azimuthal asymmetries around the Earth and accounts for the effects of the magnetospheric electric field. In this context, the main objective of this thesis is to improve the modeling of low-energy electron dynamics (10-100 keV) in the radiation belts, especially during geomagnetic storms. These electrons play a key role in satellite charging processes, and their modeling remains limited due to the incomplete treatment of several physical mechanisms.

In this work, several key physical processes involved in low-energy electron dynamics have been improved within Salammbô 4D. First, we developed a new representation of the magnetosphere boundary to better describe rapid losses through magnetopause shadowing. We then integrated a new description of the convection electric field using the UNH-IMEF model. Based on Cluster satellite observations, this model allows the amplitude of the convection potential to be directly driven by solar wind parameters. We also implemented a refined estimation of resonant interactions with very low frequency plasma waves. In addition to offering a more detailed description in MLT, this new wave model introduces a dynamic dependence on the geo-effectiveness of solar events. Finally, we incorporated a new boundary condition based on THEMIS satellite observations to better represent longitudinal inhomogeneities during particle injection episodes from the plasma sheet. Unit tests were conducted to isolate and quantify the specific impact of each of these improvements on the physical representation within Salammbô 4D.

These developments were validated through the case study of the March 2015 geomagnetic storm, by comparing simulated fluxes with in situ measurements from the RBSP-B satellite along its actual trajectory. The results confirm previous findings and highlight the combined effects of each improvement on global modeling. In particular, the enhanced version of Salammbô 4D provides a better representation of 30 keV electron distributions during quiet periods and the relaxation phase of the storm. This study contributes to a deeper understanding of the physics governing low-energy electron dynamics and opens perspectives for improving the forecasting of the radiation environment in the framework of space weather applications.

Table des matières

Chapitre 1 Le Soleil, sa dynamique et son impact sur l'environnement terrestre 5

1.1 Le Soleil et le vent solaire 6

1.1.1 Propriétés physiques et activité du Soleil 6

1.1.2 Le vent solaire et sa dynamique 8

1.1.3 Mesures de l'activité solaire 9

1.2 La magnétosphère de la Terre : une cavité protectrice et dynamique 10

1.2.1 Structure et interaction avec le vent solaire 11

1.2.2 Limites de la magnétosphère et convection magnétosphérique 12

1.2.3 Composition de la magnétosphère interne 14

1.2.4 Mesure de l'activité géomagnétique 17

1.3 Les ceintures de radiation et la météorologie de l'espace 20

1.3.1 Ceintures de radiation et dynamique 20

1.3.2 Illustration de l'orage géomagnétique de la Saint Patrick 21

1.3.3 Météorologie de l'espace 23

Chapitre 2 Théorie et modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestre 26

2.1 Théorie des invariants adiabatiques 28

2.1.1 Le mouvement de giration et son invariant adiabatique associé 28

2.1.2 Le mouvement de rebond et son invariant adiabatique associé 29

2.1.3 Le mouvement de dérive et son invariant adiabatique associé 31

2.2 Effets des variations spatiales et temporelles du champ magnétique sur la dynamique des Particules Piégées 32

2.3 Modélisation statistique : l'équation de Fokker-Planck régissant la dynamique des particules piégées 33

2.4 Le code Salammbô de modélisation des ceintures de radiation 35

2.4.1 Prise en compte de la physique des ceintures de radiation 37

2.4.2 Focus sur la description théorique de Salammbô 4D 41

2.5 Etat des lieux de Salammbô 4D et objectifs de la thèse 44

Chapitre 3 Modélisation des pertes par traversée de la magnétopause 48

3.1 Introduction aux pertes rapides par traversée de la magnétopause et leur modélisation 49
3.1.1 Pertes rapides et rôle de la magnétopause 49
3.1.2 État de l'art des modèles de magnétopause 49
3.1.3 Besoins pour la modélisation des ceintures de radiation 51
3.2 Développement d'un nouveau modèle de magnétopause 52
3.2.1 Construction d'une base de données long terme 53
3.2.2 Choix des indicateurs pilotant le modèle 54
3.2.3 Définition du modèle de magnétopause en fonction de L* et MLT 56
3.3 Evaluation des performances du modèle de magnétopause 60
3.3.1 Reproduction de la base de données 60
3.3.2 Etude de cas de l'orage de mars 2015 62
3.4 Validation du modèle de position de la magnétopause 63
3.5 Impact du nouveau modèle de magnétopause dans le code Salammbô 4D 65
3.6 Conclusion 67

Chapitre 4 Raffinement de la modélisation de la dynamique des particules piégées de basse énergie 71

4.1 Raffinement de la modélisation du transport convectif des particules 73
4.1.1 Introduction au champ électrique magnétosphérique 73
4.1.2 Modélisation des champs électriques magnétosphériques 74
4.1.3 Implémentation dans Salammbô 4D 81
4.1.4 Diffusion radiale et champ électrique 87
4.1.5 Conclusion 90
4.2 Raffinement de la modélisation du processus d'interaction onde-particule 91
4.2.1 Rappel sur la modélisation du processus d'interaction onde-particule 91
4.2.2 Classification des ondes VLF magnétosphériques 92
4.3 Raffinement de la modélisation de la condition limite 96
4.3.1 Rappel des travaux antérieurs sur la condition limite 96
4.3.2 Introduction aux nouvelles conditions limites 97
4.3.3 Apport de la condition limite dans Salammbô 4D 98
4.4 Modélisation de l'orage de mars 2015 99
4.5 Conclusion 108

Glossaire

α	Angle d'attaque local d'une particule piégée
α_c	Angle d'attaque délimitant le cône de perte d'une particule
α_{eq}	Angle d'attaque équatorial d'une particule piégée
α_m	Angle d'attaque au point miroir d'une particule
α_{mag}	Angle d'évasement de la magnétopause
a	Rayon terrestre moyen
a_{corot}	Constante d'échelle du champ de corotation
A	Coefficient d'asymétrie du modèle de champ magnétique de Mead
A_{lm}	Coefficient déterminé par la méthode des moindres carrés dans le modèle de Weimer
b	Constante de blindage
B	Amplitude du champ magnétique interplanétaire
B_0	Intensité du champ magnétique à l'équateur magnétique à la surface de la Terre
B_d	Intensité du champ magnétique dipolaire local
B_{eq}	Amplitude du champ magnétique à l'équateur
B_{lm}	Coefficient déterminé par la méthode des moindres carrés dans le modèle de Weimer
B_m	Champ magnétique au point miroir d'une particule
B_y	Composante y du champ magnétique interplanétaire
B_z	Composante nord-sud du champ magnétique interplanétaire
$\vec{B}$	Champ magnétique
$\overrightarrow{B_A}$	Composante asymétrique du modèle de champ magnétique de Mead
$\overrightarrow{B_S}$	Composante symétrique du modèle de champ magnétique de Mead
γ	Paramètre de blindage

c	Célérité de la lumière
C_E	Constante de proportionnalité
$D_{J_iJ_i}$	Coefficients de diffusion
D_{LL}	Coefficient de diffusion radiale
D_{LL_e}	Coefficient de diffusion radiale électrostatique
D_{LL_m}	Coefficient de diffusion radiale électromagnétique
D_p	Pression dynamique du vent solaire
E	Energie de la particule
E_0	Énergie au repos de l'électron
E_ϕ	Composante azimutale du champ électrique
E_{rms}	Champ électrique quadratique moyen
$\vec{E}$	Champ électrique
f_0	Fonction de distribution définissant l'état initial
f_{ce}	Fréquence cyclotron des électrons
$f_{\lim}$	Fonction de distribution définissant la condition aux limites
$F_{Lorentz}$	Force de Lorentz
G	Jacobien de transformation de variable
g	Distribution en angle d'attaque des électrons
H_m	Fonction d'écrantage du modèle de McIlwain
H	Hamiltonien
J_1	Premier invariant adiabatique
J_2	Second invariant adiabatique
J_i	Invariants adiabatiques
L	Paramètre de McIlwain

L^*	Paramètre de Roederer
L^*_{mp}	Position de la magnétopause exprimée selon L^*
$\overline{L^*_{mp}}$	Position de la magnétopause exprimée selon L^* normalisée par rapport à 12h MLT
L_{pp}	Position de la plasmapause exprimée selon L^*
m	Masse d'une particule
M	Moment magnétique
m_p	Masse d'un proton
n	Densité du plasma magnétosphérique
N_p	Densité du vent solaire
$\vec{\Omega}$	Vecteur vitesse angulaire de la Terre
ω_c	Vitesse angulaire du mouvement de giration d'une particule chargée
ω_d	Fréquence de dérive azimutale
P_l^m	Fonction de Legendre associée au modèle de Weimer
P_m	Pression magnétique du vent solaire
Φ	Flux magnétique
ϕ	Angle de tilt du dipôle
Φ_{weimer}	Potentiel électrique du modèle de Weimer
$\overrightarrow{\phi_i}$	Phases associées aux invariants adiabatiques
q	Charge d'une particule chargée
$\vec{r}$	Vecteur position
r_{ar}	Distance entre la Terre et l'anneau auroral
r_0	Distance de la magnétopause au point subsolaire
r_c	Rayon de Larmor d'une particule chargée
r_{corr}	Coefficient de corrélation

r_{mag}	Distance de la magnétopause
σ	Écart-type
S	Coefficient de symétrie du modèle de champ magnétique de Mead
s_i	Coefficients du modèle de champ électrique de McIlwain
θ	Angle polaire
τ	Temps caractéristique de l'établissement des pertes par précipitation
τ_c	Période de giration d'une particule chargée
T	Température du plasma magnétosphérique
$T(\alpha)$	Fonction intervenant dans la période de rebond des particules
T_{exp}	Temps de décroissance exponentielle des fluctuations
$\overrightarrow{u_s}$	Vecteur unitaire tangent à B sur une ligne de champ magnétique
v_i	Coefficients du modèle de champ électrique de McIlwain
V	Potentiel électrostatique scalaire
$\vec{V}$	Vitesse d'une particule chargée
V_{sw}	Vitesse du vent solaire
y	Sinus de l'angle d'attaque d'une particule piégée

Introduction

Depuis le lancement de Spoutnik-1 en 1957, l'espace est devenu une composante essentielle pour les activités humaines. Les télécommunications, la navigation, l'observation de la Terre et la sécurité dépendent désormais d'une infrastructure satellitaire dense et variée. Ces systèmes évoluent dans un environnement spatial hostile, où les radiations, notamment celles liées aux particules piégées dans les ceintures de radiation, peuvent altérer durablement l'électronique embarquée et provoquer des anomalies à bord. Lors des orages géomagnétiques, ces ceintures peuvent voir leurs flux d'électrons augmenter de plusieurs ordres de grandeur en quelques heures, accroissant considérablement les risques opérationnels. Anticiper ces épisodes nécessite des modèles numériques capables de représenter la dynamique des ceintures aux conditions imposées par le vent solaire et la magnétosphère.

Parmi les effets les plus critiques induits par l'environnement radiatif sur les satellites, je distingue la charge interne, causée par les protons et électrons très énergétiques (> 1 MeV), et la charge de surface, liée à l'accumulation d'électrons de basse énergie (quelques eV à centaines de keV) sur les matériaux exposés. Cette dernière constitue une source majeure d'anomalies, car elle dépend de conditions locales complexes et difficiles à anticiper : densité et température du plasma ambient, propriété de conductivité des surfaces du satellite ou encore propriétés des matériaux. Ces phénomènes s'intensifient lors des orages géomagnétiques, au cours desquels les injections rapides modifient la structure des ceintures sur des échelles de temps courtes et de manière très localisée.

Dans ce contexte, la modélisation physique joue un rôle central pour anticiper l'environnement auquel sont exposés les satellites. La famille des codes Salammbô, développés à l'ONERA, constituent une référence dans la communauté internationale en matière de simulation de la dynamique des particules piégées. En particulier, la version tridimensionnelle (3D) de Salammbô reproduit fidèlement la dynamique des électrons de haute énergie (300 keV - 2 MeV). Cependant, elle repose sur l'hypothèse d'une symétrie en temps magnétique local (MLT ; i.e. une symétrie autour de l'axe magnétique terrestre), qui est de moins en moins justifiée à basse énergie. Or, c'est précisément dans ce régime que les asymétries locales et les processus transitoires dominent la dynamique des ceintures.

Pour dépasser cette limite, la version 4D de Salammbô introduit une dépendance explicite en MLT, ce qui permet de modéliser des processus asymétriques sur des échelles de temps plus courtes que la période de dérive des particules autour de la Terre. Cette évolution impose une redéfinition complète du formalisme des équations de dynamique. Les travaux récents sur Salammbô 4D (Herrera, 2017) ont permis de construire une base numérique robuste pour le code, lui permettant de mieux prendre en compte les processus physiques qui gouvernent la dynamique de la population à basse énergie.
Toutefois, plusieurs limitations restent présentes quant à la précision de ces processus physiques modélisés : modèle de champ électrique analytique simple, statistique de répartition des ondes très basse fréquence (VLF) sommaire et une modélisation insuffisante de l'injection des particules depuis la couche de plasma. Dans ce travail de thèse, je me suis donc attachée à l'amélioration de la modélisation de ces processus physiques pilotant la dynamique des électrons d'énergie inférieure à la centaine de keV dans Salammbô 4D.

Dans le chapitre 1, j'explore les interactions Soleil-Terre qui façonnent l'environnement magnétosphérique et régissent la dynamique des particules piégées. Je décris la structure du Soleil, du vent solaire, des régions et interfaces majeures de la magnétosphère terrestre et les mécanismes de transfert d'énergie. Ensuite, je décris les principales populations de plasma de

la magnétosphère interne, en particulier les ceintures de radiation électron. Je porte une attention particulière aux ondes VLF en introduisant les différentes familles et la nature de leurs effets sur les particules des ceintures. Enfin, j'utilise ensuite une étude de cas de l'orage de mars 2015 pour illustrer la dynamique de la chaîne de couplage soleil-magnétosphère-ceintures.

Dans le chapitre 2, j'établis le cadre théorique de la modélisation de la dynamique des particules piégées dans les ceintures de radiation. Après un rappel des mouvements élémentaires et de leurs invariants adiabatiques, j'introduis l'équation de Boltzmann et l'équation de Fokker-Planck. Ces équations permettent de formaliser l'équation de diffusion décrivant l'évolution de la dynamique des particules piégées. L'architecture du code Salammbô 3D est ensuite présentée. J'établis ensuite les limitations de sa modélisation à basse énergie, avant d'introduire la version Salammbô 4D qui permet de les lever par l'introduction du temps magnétique local (MLT). Ensuite, je décris aussi les formalismes des vitesses d'advection magnétique et électrique, et leur reformulation dans l'espace de représentation approprié.

Dans le chapitre 3, je traite de la modélisation des pertes rapides par traversée de la magnétopause dans un cadre 4D, une problématique théoriquement complexe car située à la limite de validité de la notion de coquille de dérive. Je développe une description de la position de la magnétopause, formulée en coordonnées magnétiques, fondé sur l'approche analytique de Shue et al. (1998) et sur une base statistique de vingt ans de données OMNI. Sa validation repose sur un catalogue de traversées observées in situ par plusieurs satellites. Je l'intègre dans Salammbô 4D, puis compare ses performances au modèle utilisé précédemment par Herrera et al. (2016). A travers le cas d'étude de l'orage de mars 2015, je mets en lumière l'impact du nouveau modèle sur les pertes d'électrons à grande distance radiale.

Dans le chapitre 4, je mets en œuvre plusieurs développements pour améliorer la modélisation des électrons de basse énergie dans les ceintures de radiation. Mon objectif est de renforcer la représentativité physique de Salammbô 4D en intégrant de manière plus réaliste les processus qui influencent leur transport, leur accélération et leurs pertes. Pour cela, je cible trois processus physiques : le transport par le champ électrique de convection, les interactions résonnantes avec les ondes VLF et les injections de particules depuis la couche de plasma.

En ce qui concerne le transport convectif, j'intègre dans Salammbô 4D le modèle UNH-IMEF, dérivé des observations des satellites Cluster. Ce dernier restitue de manière réaliste l'évolution du champ électrique en fonction des conditions du vent solaire. Cette transition vers un champ électrique plus représentatif et directement piloté par les paramètres du vent solaire marque une mise à niveau importante du code, permettant un couplage plus direct avec le vent solaire.

Dans un second temps, je me concentre sur les interactions onde-particule, processus clés pour la dynamique des électrons. J'implémente une nouvelle classification des ondes VLF, fondée à la fois sur l'activité géomagnétique (à travers l'indice AE) et la géo-efficacité des évènements solaires. Cette approche permet de mieux capturer les asymétries spatiales et temporelles des coefficients de diffusion en énergie et en angle d'attaque. Je compare cette nouvelle paramétrisation avec celle historiquement utilisée dans Salammbô 4D.

Enfin, je traite l'amélioration de la condition limite qui contrôle l'injection de particules depuis la frontière extérieure du domaine simulé (i.e., du côté nuit à $L^* = 8$). Pour dépasser les limitations d'une approche analytique uniforme, j'implémente une condition limite fondée sur les observations des satellites THEMIS, dépendante à la fois du MLT et de l'indice Kp. La condition limite a été testée dans une configuration simplifiée, puis intégrée dans une simulation complète.

Ces trois raffinements sont ensuite combinés dans une étude de l'orage géomagnétique de mars 2015. En récupérant la trace en coordonnées magnétiques de la sonde RBSP B, je compare

directement les flux simulés aux flux mesurés tout au long de sa trajectoire réelle. Cette validation me permet d'évaluer l'apport de chaque amélioration dans un contexte magnétosphérique complexe, avec une résolution fine en temps et en position azimutale. Enfin, je porte un regard critique sur les développements réalisés et identifie les apports majeurs de chaque raffinement, tout en ouvrant plusieurs pistes de recherche pour renforcer la modélisation physique des ceintures de radiation à basse énergie.

Chapitre 1 : Le Soleil, sa dynamique et son impact sur l'environnement terrestre

Table des matières

1.1 Le Soleil et le vent solaire 6
1.1.1 Propriétés physiques et activité du Soleil 6
1.1.2 Le vent solaire et sa dynamique 8
1.1.3 Mesures de l'activité solaire 9
1.2 La magnétosphère de la Terre : une cavité protectrice et dynamique 10
1.2.1 Structure et interaction avec le vent solaire 11
1.2.2 Limites de la magnétosphère et convection magnétosphérique 12
1.2.3 Composition de la magnétosphère interne 14
1.2.4 Mesure de l'activité géomagnétique 17
1.3 Les ceintures de radiation et la météorologie de l'espace 20
1.3.1 Ceintures de radiation et dynamique 20
1.3.2 Illustration de l'orage géomagnétique de la Saint Patrick 21
1.3.3 Météorologie de l'espace 23

Préambule

Ce chapitre présente la chaîne de couplage Soleil-Terre qui gouverne la dynamique de l'environnement spatial terrestre et, en particulier, des ceintures de radiation. Je rappelle d'abord, dans la section 1.1, les propriétés physiques du Soleil et les mécanismes à l'origine de son activité, puis décris le vent solaire et les structures qu'il engendre dans l'héliosphère. Je détaille ensuite, dans la section 1.2, la réponse de la magnétosphère, sa morphologie, sa dynamique à travers la reconnexion, ainsi que la composition de sa région interne où se trouvent les ceintures de radiation. Les outils d'observation et les indices géomagnétiques utilisés pour quantifier cette activité sont introduits, avant d'illustrer ces notions à travers l'orage géomagnétique de mars 2015 (section 1.3). Enfin, je situe ces éléments dans le cadre plus appliqué de la météorologie de l'espace, en soulignant les implications opérationnelles pour les systèmes spatiaux et la motivation scientifique de ce travail de thèse.

1.1 Le Soleil et le vent solaire

1.1.1 Propriétés physiques et activité du Soleil

Le Soleil est l'étoile au centre de notre système solaire et concentre plus de 99% de sa masse (https://science.nasa.gov/sun/). Son diamètre de 1,39 million de kilomètres est 109 fois plus grand que celui de la Terre. Le Soleil est composé à 92% d'hydrogène, 7.8% d'hélium et 0.2% d'éléments plus lourds (Oxygène, Carbone, Azote, Magnésium, Néon, Silicium…) (Asplund et al., 2009). Il possède des structures internes et externes complexes, détaillées dans la Figure 1-1.

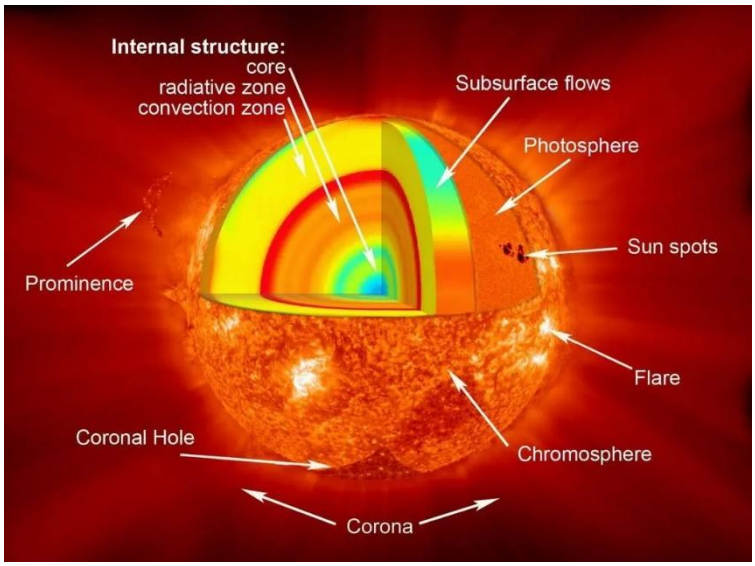


Figure 1-1 : Structure du Soleil, comprenant les couches internes (Noyau (core), Zone Radiative, Zone Convective) et les régions externes, notamment la Photosphère avec ses taches solaires, ainsi que la Chromosphère et la Couronne solaire (corona), caractérisées par des régions et phénomènes dynamiques tels que régions actives, trous coronaux, éruptions solaires (flares) et protubérances (prominence) (Tandberg-Hanssen, 2013).

À l'extérieur, l'atmosphère solaire est divisée en trois parties : la surface visible appelée photosphère, la chromosphère plus chaude et dynamique juste au-dessus, et la couronne, la partie la plus externe, caractérisée par sa grande dynamique (Billings, 2013). À l'intérieur du Soleil, l'énergie est générée dans le noyau central. C'est là que l'hydrogène est transformé en hélium par fusion nucléaire (Acharya, 2025), libérant une quantité importante d'énergie. Cette énergie traverse ensuite lentement la zone radiative, sous forme de radiation électromagnétique. Elle est ensuite transportée par convection dans la

zone convective, à travers les mouvements de gaz chauds ascendants et descendants (Brun and Rempel, 2009).

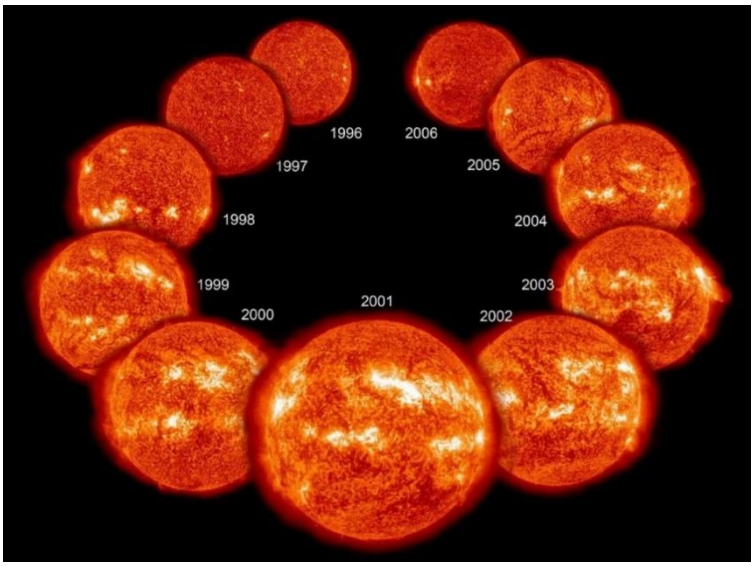


Figure 1-2 : Imagerie solaire de l'instrument EIT sur le satellite SOHO illustrant le cycle solaire 23 entre 1996 et 2006 à la longueur d'onde de 28.4 nm (Ultraviolet Extrême). Les régions les plus claires sont les plus actives (plasma chaud et dense). Crédit NASA.

La structure interne du Soleil joue un rôle clé dans la génération du champ magnétique solaire, produit par un mécanisme de dynamo (Charbonneau, 2010). Ce champ magnétique évolue selon un cycle d'activité quasi périodique et s'étend dans l'héliosphère via le vent solaire (présenté dans la section suivante), formant la spirale de Parker (Figure 1-3) en raison de la rotation du Soleil (Parker, 1958). A la surface du Soleil, cette activité se manifeste par l'apparition de taches solaires. Ce sont des régions sombres correspondant à des concentrations locales de champ magnétique intense. Leur nombre et leur distribution varient au cours du temps, reflétant l'état du cycle solaire (Hathaway, 2015).

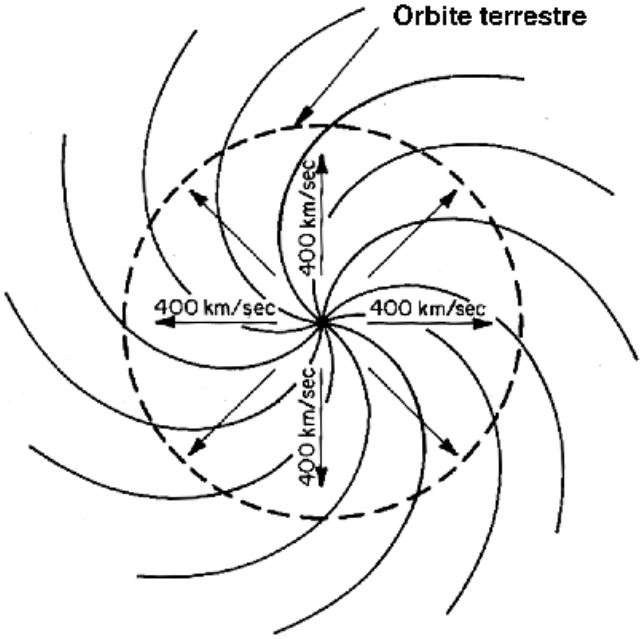


Figure 1-3 : Spirale de Parker, lignes de champ magnétique du Soleil (lignes continues), cercle délimitant l'orbite terrestre de rayon 1AU (traits discontinus) et vitesse moyenne du vent solaire (flèches).

Ce cycle, d'une période d'environ 11 ans, est suivi historiquement par le comptage des taches solaires depuis le XVIIe siècle (Vaquero, 2004). La Figure 1-2 illustre ce cycle à travers l'exemple du cycle solaire 23 (1996-2006), observé par le satellite SOHO. Je distingue clairement les phases de minimum et de maximum d'activité. Celles-ci sont visibles à travers la variation de la densité des régions brillantes, associées aux zones actives du Soleil.

Toutefois, ce cycle de 11 ans ne représente que la moitié du cycle magnétique complet du Soleil. A la fin de chaque cycle solaire, le champ magnétique du Soleil s'inverse. Il faut donc deux cycles solaires consécutifs, soit environ 22 ans, pour que le champ retrouve sa polarité initiale (Hale et al., 1919).

1.1.2 Le vent solaire et sa dynamique

Le Soleil émet en permanence un flux de particules dans toutes les directions de l'espace, connu sous le nom de vent solaire (Figure 1-3). Ce flux de plasma baigne tout l'espace interplanétaire (Richardson, 2013), résultant de la grande différence de pression entre la couronne solaire proche et l'environnement interplanétaire. Malgré l'influence gravitationnelle du Soleil, cette différence de pression, combinée à un certain nombre de mécanismes qui restent mal compris, permet la formation et la propagation du vent solaire (Kivelson and Russell, 1995). Le plasma du vent solaire est principalement composé d'électrons et de protons, avec des fractions mineures de particules alpha et d'ions plus lourds.

Ce flux n'est pas homogène : il présente des caractéristiques variables selon sa région d'origine. En effet, je distingue deux types de vent solaire : un vent solaire lent, caractérisé par une vitesse moyenne d'environ $400\ km.s^{-1}$, et un vent solaire rapide, s'échappant des trous coronaux et pouvant atteindre $800\ km.s^{-1}$. Les trous coronaux sont identifiables par leur aspect sombre dans l'ultraviolet. Ils se caractérisent par des lignes de champ magnétique ouvertes vers l'espace interplanétaire. Leur densité est réduite, tandis que leur température, élevée, reste relativement constante. Ces conditions créent un environnement favorable à l'échappement du vent solaire rapide.

Les interactions entre les différents régimes de vent solaire structurent l'environnement interplanétaire. Prenons un trou coronal d'où est émis du vent solaire rapide. Au cours de la rotation du Soleil (période de 27 jours), alors que le trou coronal se déplace vers l'ouest, le vent solaire lent émis plus tôt à la même longitude en amont du trou coronal est rattrapé par le vent solaire rapide. Ce phénomène crée une région de compression, due à l'interaction du vent rapide avec le vent lent en amont, caractérisée par une augmentation de la densité et de la température du plasma. La compression induit également une augmentation de l'amplitude du champ magnétique et de la pression dynamique du vent solaire (Gosling et al., 1978). Ce processus crée ce que l'on appelle une région d'interaction en corotation (CIR pour « *Corotation Interaction Regions* » en anglais), ayant une forme de spirale de Parker (Figure 1-3). Les CIR sont observées majoritairement pendant la phase descendante et au minimum du cycle solaire, lorsque les trous coronaux sont plus persistants (Zirker, 1977) et avec des extensions vers l'équateur.

L'activité solaire se manifeste également par des événements soudains et violents, en particulier lors du maximum d'activité. Les éjections de masse coronale (CME pour *Coronal Mass Ejection* en anglais) en sont un exemple, impliquant l'expulsion massive de plasma depuis une grande région de la couronne solaire. La Figure 1-4 présente un exemple caractéristique de ce phénomène, capturé par le coronographe C2 de l'instrument LASCO à bord du satellite SOHO. Les CMEs ont été identifiées pour la première fois dans les années 1970 à l'aide de coronographes embarqués sur le satellite Orbiting Solar Observatory 7 (OSO-7) (Tousey, 1973). Elles se produisent dans des régions actives du

Soleil ayant un champ magnétique intense et leur fréquence est directement liée à l'activité solaire (Borovsky and Denton, 2006). L'équilibre délicat entre la tension magnétique des lignes de champs et la pression du plasma piégé détermine l'éruption ou non d'une éjection de masse coronale. En effet, si la tension magnétique domine, le plasma reste piégé par les lignes de champ magnétique. Si l'équilibre entre les diverses forces à l'œuvre dans le plasma change, alors divers processus et instabilités peuvent se déclencher. Ceux-ci peuvent entraîner un échappement massif de plasma dans l'espace interplanétaire, emportant le champ magnétique avec lui.

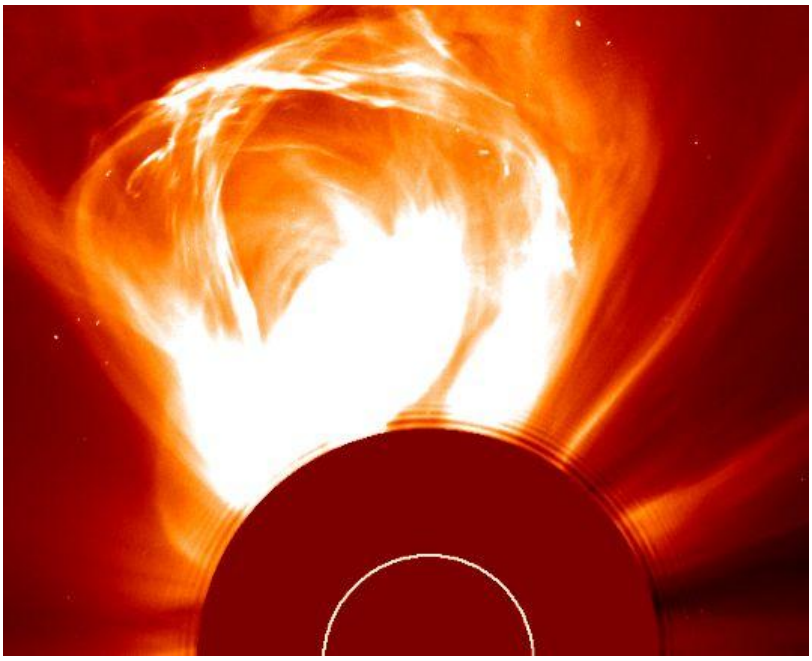


Figure 1-4 : Coronographie d'une CME prise à bord du satellite SOHO par le coronographe C2 de l'instrument LASCO, le 27/02/2000 dans le visible. Le cercle blanc délimite le périmètre du Soleil. Le disque rouge est l'occulteur du coronographe qui permet de cacher le Soleil afin d'obtenir de meilleures observations de la couronne solaire.

1.1.3 Mesures de l'activité solaire

Les émissions solaires influencent la dynamique des relations Soleil-Terre. Deux approches principales permettent de suivre cette activité : l'observation directe du Soleil et la mesure du vent solaire. Parmi les techniques d'observation, les Dopplergrammes mesurent les vitesses radiales à la surface, tandis que les effets Zeeman et Hanle sont utilisés pour mesurer les champs magnétiques (Degl'innocenti and Landolfi, 2004; Pesnell et al., 2012). L'imagerie et la spectroscopie multi-longueurs d'onde, du visible aux rayons X, renseignent sur la température, la densité et la composition des différentes régions solaires (Del Zanna and Mason, 2018). Enfin, les coronographes permettent d'observer la couronne et les éjections de masse coronale qui s'y propagent en occultant le disque solaire (Brueckner et al., 1995). Les mesures directes du vent solaire fournissent des données ponctuelles mais essentielles pour suivre et étudier son activité. Elles proviennent en particulier des missions comme WIND (Ogilvie et al., 1995), ACE (Chiu et al., 1998), DSCOVR (Burt and Smith, 2012) et SOHO (Domingo et al., 1995), positionnées au point de Lagrange L1 en permanence pour le suivi du vent solaire, mais aussi de missions scientifiques autres dédiées au vent solaire (Helios, Parker Solar Probe, STEREO, Solar Orbiter, etc.), ou en transit vers d'autres planètes (Voyager, Mars et Venus Express, New Horizons, Bepi Colombo, etc.).

Le vent solaire est caractérisé, en premier lieu, par des propriétés physiques et électromagnétiques telles que le champ magnétique interplanétaire (dont la composante Nord-Sud B_z est particulièrement importante pour des raisons expliquées plus loin), la

vitesse du vent solaire V_{sw} et sa densité N_p. Ces deux valeurs permettent de déterminer la pression dynamique D_p du vent solaire tel que :

$$D_P = m_p \cdot N_p \cdot V_{SW}^2 \quad [1]$$

Avec $m_p = 1.6726 \times 10^{-27}$kg, la masse d'un proton.

Certaines structures magnétiques transitoires, comme les CMEs ou les CIRs, ont des propriétés physiques particulières plus intenses. Ces évènements laissent des signatures caractéristiques dans les données recueillies au point L1. Les CMEs, par exemple, libèrent de grandes quantités de plasma et de champs magnétiques. Ces perturbations peuvent affecter directement les instruments scientifiques : les particules solaires énergétiques, par exemple, peuvent générer un bruit intense sur les imageurs solaires, les rendant quasi-ininterprétables. Les perturbations solaires peuvent aussi interférer avec les systèmes de transmission de données (Lanzerotti, 2001; Pulkkinen et al., 2017; Zurbuchen and Richardson, 2006), compromettant parfois la continuité et la qualité des observations et communications sol-espace.

Les paramètres du vent solaire mesurés à L1 permettent de très bien décrire, mais avec seulement environ 1 heure d'avance, la perturbation qui affecte la magnétosphère et génère un orage géomagnétique. Pour évaluer la réponse de la magnétosphère à cette activité solaire, des indices sont utilisés. Ils jouent un rôle clé dans l'étude à long terme des interactions Soleil-Terre et seront présentés en détail dans la section 1.2.4.

1.2 La magnétosphère de la Terre : une cavité protectrice et dynamique

L'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre crée une cavité magnétique : la magnétosphère terrestre.

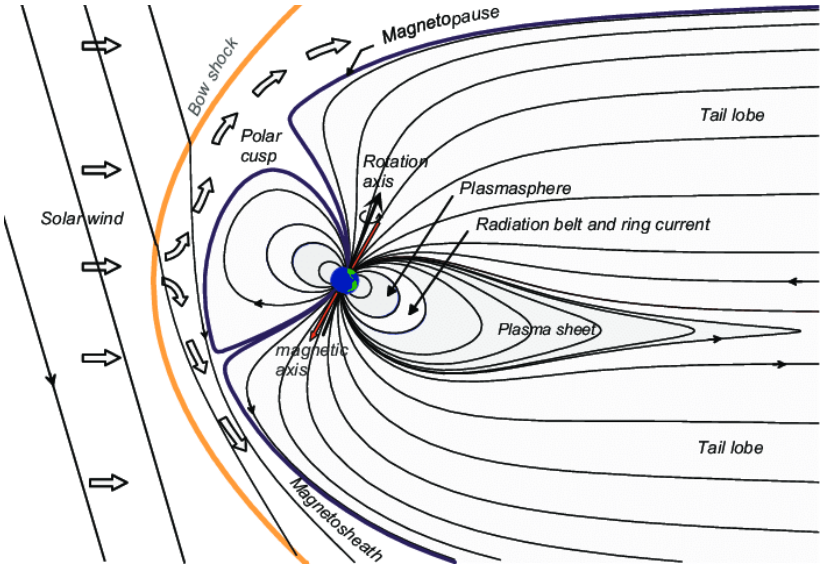


Figure 1-5 : Schéma de la magnétosphère terrestre avec ses régions principales, frontières et structures amont créées par l'interaction avec le vent solaire (Tenerani, 2012).

Sous la pression du vent solaire, la magnétosphère se déforme. Du côté jour, en période normale d'activité solaire, elle s'étend typiquement entre 8 à 12 rayons terrestres. Lors d'événements solaires intenses, elle se comprime jusqu'à environ 5 à 6 rayons terrestres. Du côté nuit, la magnétosphère s'étire en une queue magnétosphérique, illustrée dans la Figure 1-5 par des lignes de champ magnétique ouvertes. Cette cavité dynamique est

composée de régions diverses, notamment la plasmasphère (s'étendant de 60 km d'altitude à 3-5 rayons terrestres), les ceintures de radiation (de 1 à 10 rayons terrestres), le courant annulaire (de 2 à 7 rayons terrestres) et la couche de plasma (*plasma sheet* en anglais, pouvant dépasser les 200 rayons terrestres en direction antisolaire). Cette section explore la structure complexe de la magnétosphère, ses interfaces critiques avec l'environnement spatial, les populations de plasma qui l'habitent et les moyens de mesure de son activité.

1.2.1 Structure et interaction avec le vent solaire

Le champ magnétique terrestre détermine la structure de la magnétosphère. Il résulte de la superposition de plusieurs sources de champ magnétique : une composante interne issue du noyau et une composante externe issue des interactions de la magnétosphère avec le vent solaire.

A proximité de la Terre, la contribution interne domine (Langel and Hinze, 1998). Situé au cœur de notre planète, le noyau est composé d'une partie externe en fer liquide et d'une partie interne en fer solide. La convection dans le noyau externe serait à l'origine du champ magnétique terrestre, par un effet dynamo (Demorest, 2001).

Le champ magnétique interne peut être considéré, au premier ordre, comme un dipôle dont l'axe est décentré d'environ 500 km vers le Pacifique Ouest et incliné de 11° par rapport à l'axe géographique (Zmuda, 1971). En raison de ce décalage radial, le modèle dipolaire prend en compte une zone dans l'Atlantique Sud appelée Anomalie de l'Atlantique Sud (SAA ou en anglais *South Atlantic Anomaly*) où l'amplitude du champ magnétique est plus faible, comme l'illustre la Figure 1-6.

Cependant, l'approximation dipolaire du champ magnétique terrestre a ses limites. Notamment, sur la Figure 1-6, les zones roses révèlent des intensités magnétiques significativement plus élevées que l'amplitude moyenne de 42000 nT (avec des écarts supérieurs à 20 000 nT). Ces régions reflètent des non-homogénéités dans la structure des couches terrestres. Elles peuvent être prises en compte dans la modélisation par l'ajout de composantes multipolaires au champ magnétique.

Le champ magnétique terrestre n'est pas statique. Il varie lentement au cours du temps (Bullard et al., 1997). En effet, de faibles variations temporelles se matérialisent par la diminution annuelle d'environ 0.06% de l'intensité magnétique, une rotation de 0.014°/an vers l'Ouest de son extrémité Sud et un décalage vers le Pacifique Ouest d'environ 3 km par an.

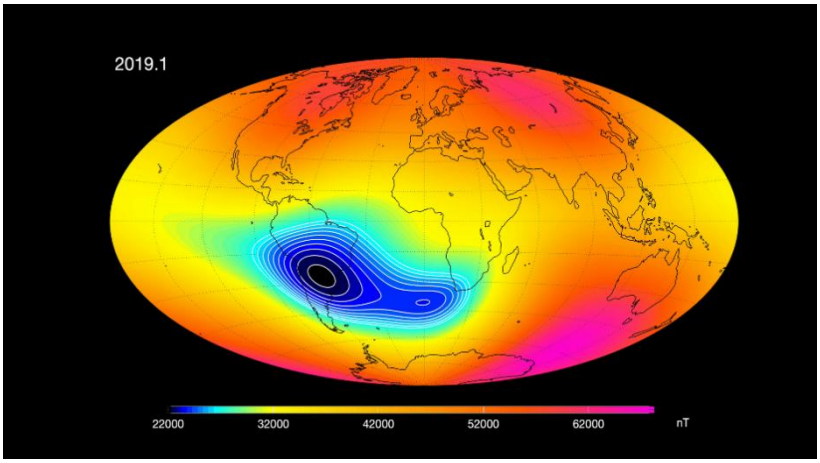


Figure 1-6 : Amplitude du champ magnétique terrestre à la surface de la Terre en nT (gradient de couleur). La figure met en évidence l'anomalie de l'atlantique Sud représentant un minimum d'amplitude de champ magnétique terrestre. Crédit ESA

Le champ magnétique terrestre externe résulte des courants électriques générés dans la magnétosphère, par l'interaction avec le vent solaire. L'intensification de l'activité solaire et les variations associées du vent solaire (CME ou CIR) induisent, lorsqu'elles atteignent la Terre, des perturbations transitoires de l'environnement magnétique terrestre, appelées « orages géomagnétiques » lorsque ce sont des perturbation majeures (Gonzalez et al., 1994).

Moins intenses et plus localisés, les sous-orages géomagnétiques sont des phénomènes transitoires (Lui, 2000). Ils impliquent une libération d'énergie, globalement depuis la queue magnétosphérique vers l'ionosphère, conduisant souvent à la formation d'aurores polaires. Ils sont étroitement liés au processus de reconnexion magnétique (détaillé plus loin).

1.2.2 Limites de la magnétosphère et convection magnétosphérique

La magnétosphère terrestre comporte plusieurs interfaces majeures par lesquelles s'effectuent des transferts d'énergie et de plasma. Parmi elles, la magnétopause, frontière extérieure de la magnétosphère, joue un rôle central dans sa dynamique. Théorisée par Chapman & Ferraro, (1931), elle marque le point d'équilibre entre la pression du champ magnétique terrestre et la pression du vent solaire.

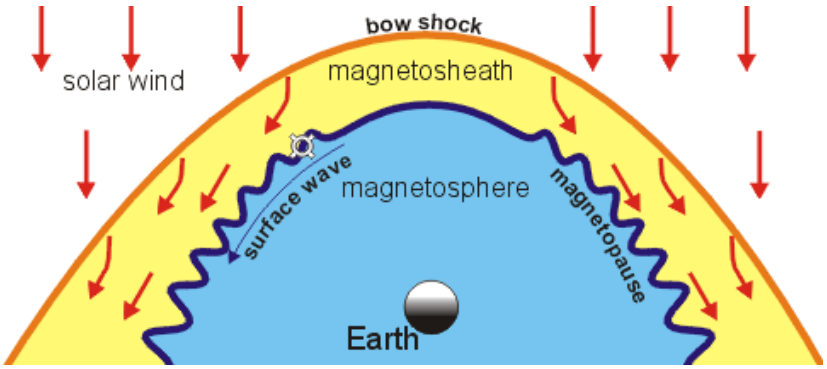


Figure 1-7 : Illustration du choc formé en amont de la magnétopause en orange, créé par l'interaction entre le vent solaire (représenté par les flèches verticales en amont du choc) et la magnétosphère (zone bleue entourant la Terre), délimitée par la magnétopause (trait gras en bleu foncé), ainsi que la région d'interface, la magnétogaine, en jaune. Crédit ESA.

Avant d'atteindre la magnétopause, le vent solaire traverse d'abord le choc (en orange sur la Figure 1-7) et la magnétogaine (*magnetosheath* en anglais, en jaune foncé) (Lucek et al., 2005). A travers le choc et la magnétogaine, le vent solaire est ralenti, chauffé et dévié autour de la magnétosphère, changeant aussi les conditions de son interaction avec la magnétosphère.

Un des processus majeurs impliqués dans cette interaction est la reconnexion magnétique (Parker, 1957; Sweet, 1958). C'est un processus physique, illustré dans la Figure 1-8, dans lequel des lignes de champ magnétique se rompent et se reconnectent. Cela entraîne une reconfiguration topologique des lignes de champ magnétique et convertit l'énergie magnétique en énergie cinétique et thermique. A la magnétopause, la reconnexion se produit de manière relativement continue, mais avec une localisation et un taux de reconnexion dépendant des conditions du vent solaire (Russell, 1972). Dans la queue magnétosphérique, la reconnexion est plus intermittente et joue un rôle central dans la dynamique des sous-orages géomagnétiques (Russell, 1972).

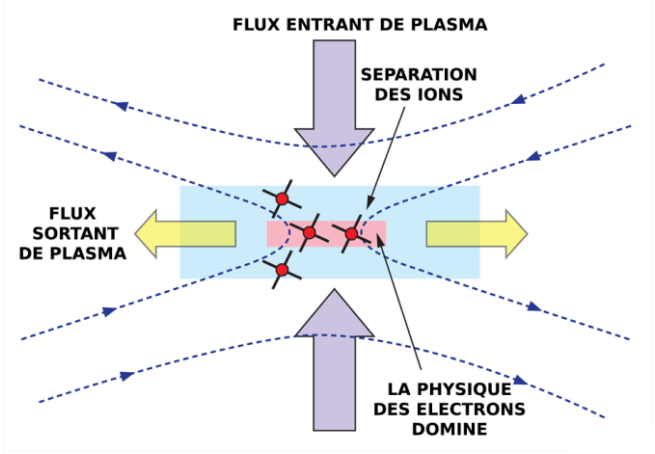


Figure 1-8 : Illustration de la reconnexion magnétique. Les lignes de champ magnétique (traits discontinus bleu) se rapprochent et se reconnectent en un point (une ligne en trois dimensions). Ce processus convertit l'énergie magnétique en énergie cinétique (et thermique) sous la forme de jets de plasma (flèches jaunes), et change la topologie magnétique (connectivité) locale et à grande échelle du système.

La reconnexion magnétique est à l'origine de la convection magnétosphérique (Cowley, 1982), décrite initialement par Dungey (1951, 1961). Ce processus se décompose en plusieurs étapes successives illustrées par la Figure 1-9 :

- Etape (A) : Les lignes de champ magnétosphérique sont fermées et les lignes de champ magnétique interplanétaire sont ouvertes, indépendamment.
- Etape (B) : Les lignes de champ magnétosphériques s'ouvrent et se reconnectent avec les lignes de champ interplanétaires à la magnétopause sur la face avant de la magnétosphère.
- Etape (C) : Les lignes de champ ouvertes sont entraînées vers les régions polaires.
- Etape (D) : La reconnexion magnétique dans la queue magnétosphérique permet de refermer ces lignes de champ tout en accélérant les particules de la couche de plasma (définie plus en détail dans la section suivante) en direction de la Terre.
- Etape (E) : Sous l'effet de la convection magnétosphérique, les lignes de champ nouvellement fermées du côté nuit se rapprochent de la Terre et retournent du côté jour, où elles vont se retrouver à nouveau impliquées dans la reconnexion à la magnétopause (Etape A).

Ainsi, le champ magnétique et le plasma suivent un mouvement cyclique : le cycle de Dungey (Figure 1-9).

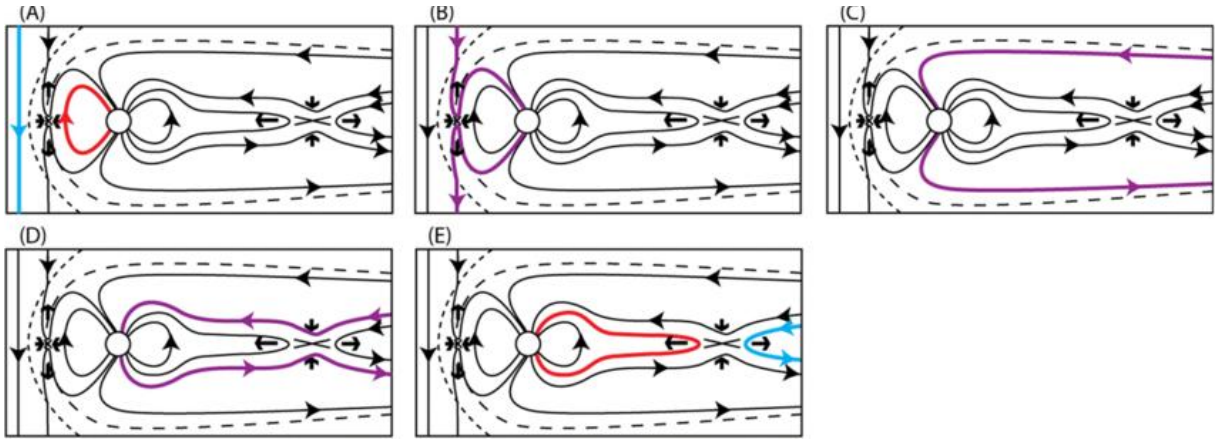


Figure 1-9 : Etapes du cycle de Dungey (1951, 1961) : La reconnexion magnétique ouvre les lignes de champ magnétique du côté jour. Celles-ci se propagent vers les pôles (B) puis s'accumulent dans la queue de la magnétosphère (C), jusqu'à ce qu'un second processus de reconnexion magnétique (D) survienne dans la queue de la magnétosphère. Ce dernier permet aux lignes de champ fermées de se rapprocher de la Terre (E) et d'achever ainsi le cycle de convection magnétosphérique : le cycle de Dungey. Figure reproduite de Eastwood et al. (2015)

La convection à grande échelle dans la magnétosphère régule le transport du flux de plasma à l'intérieur de la magnétosphère et influence le transport radial des particules énergétiques. Ce processus a un impact direct sur l'évolution des ceintures de radiation, agissant sur leur formation et leur dynamique.

1.2.3 Composition de la magnétosphère interne

La cavité magnétosphérique abrite un plasma formant un ensemble cohérent, souvent décrit en sous-populations selon leur densité (n, en cm^{-3}) et leur énergie (T, en eV). Les propriétés de ce plasma influencent directement la propagation et l'impact des ondes électromagnétiques dans la magnétosphère. Ces interactions déterminent le transport, l'accélération ou la perte des particules piégées.

Dans cette sous-section, je détaille les principales familles de plasma de la magnétosphère, leur origine et leur rôle dans la formation et l'évolution des ceintures de radiation. Je montre ensuite comment les ondes magnétosphériques, en interagissant avec ces plasmas, régulent la dynamique des ceintures. Enfin, une attention particulière est portée aux ondes VLF et à leurs effets différents selon leur type.

La Figure 1-10 illustre la répartition des sous-populations de plasma magnétosphèrique en fonction de leur densité et température. Le plasma magnétosphérique a deux sources principales : l'ionosphère terrestre et le vent solaire.

Le vent solaire constitue une source importante de plasma chaud. Il alimente notamment la couche de plasma (Hill, 1974) dans la queue magnétosphérique. Celle-ci fournit les particules sources nécessaires au maintien des ceintures de radiation à haute énergie (Piddington, 1968), mais aussi du courant annulaire, composé principalement d'ions de quelques dizaines à centaines de keV dérivant autour de la Terre (Daglis et al., 1999). Comme le montre la Figure 1-10, les huit populations les plus chaudes sont issues au premier ordre du vent solaire. La couche de plasma agit ainsi comme une interface clé entre le vent solaire et la magnétosphère interne. Lors de sous-orages géomagnétiques, un plasma chaud est injecté vers les régions internes, formant une population transitoire d'électrons énergétiques (Reeves et al., 1996). Ces électrons, dont la densité varie entre 10^{-3}-$10^{-2} cm^{-3}$ et la température se situe aux alentours de 10^4 eV, résultent de l'accélération du plasma plus froid et plus dense (entre 10^2-10^3 eV et 10^{-2}- 10^0 cm^{-3}) de

la couche de plasma. Il doit être noté, cependant, que la couche de plasma se charge très fortement en ions d'origine ionosphérique lors des orages géomagnétiques.

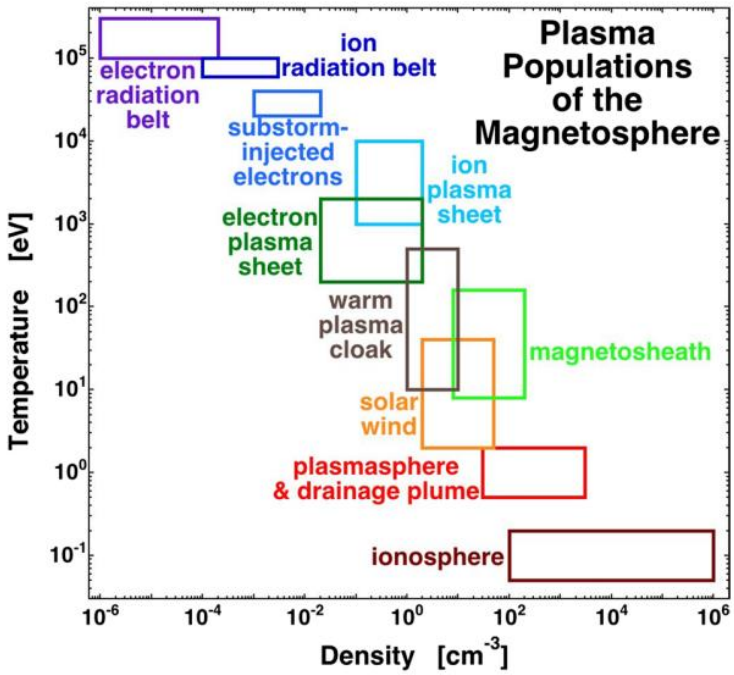


Figure 1-10 : Diagramme des différentes populations de plasma de la magnétosphère, montrant leur température en fonction de la densité. Les valeurs pour les ceintures de radiation d'ions et d'électrons correspondent aux valeurs observées en orbite géosynchrone : plus près de la Terre, ces populations sont plus chaudes. (Borovsky and Valdivia, 2018).

En complément de cette source de plasma chaud, la deuxième composante majeure du plasma magnétosphérique est issue de l'ionosphère. Cette population alimente la plasmasphère (Zhang et al., 2013), une région dense ($10^2 - 10^3 cm^{-3}$) de la magnétosphère interne composée de plasma froid. Cette population module la propagation des ondes et contrôle ainsi les pertes de particules piégées (Thorne et al., 1979). Sa forme évolue selon l'activité géomagnétique (Sandel et al., 2003). En période calme, elle forme une structure quasi circulaire autour de la Terre. Mais lors d'orages géomagnétiques, elle est rapidement érodée par la convection, ce qui entraine la formation d'une plume plasmasphérique. Cette érosion est bien documentée (Nishida et al., 1981; Carpenter and Lemaire, 1997; Goldstein et al., 2003b) et illustrée sur la Figure 1-11. La plasmapause, marquant une chute abrupte de la densité, délimite la frontière extérieure de la plasmasphère.

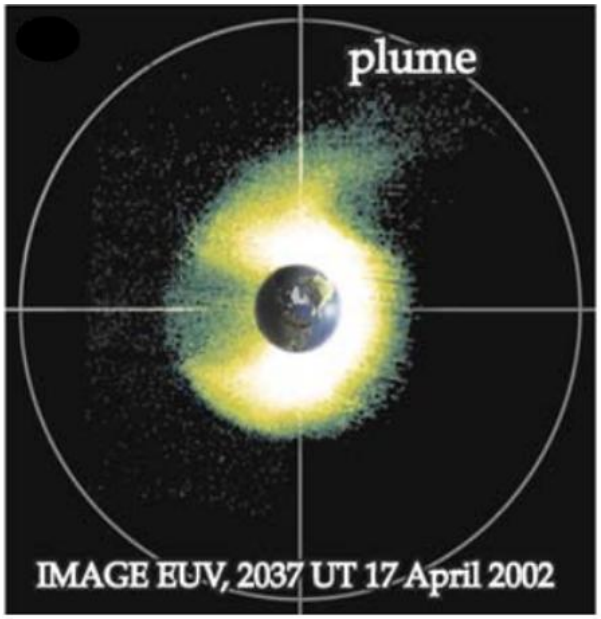


Figure 1-11 : Image des ions hélium de la plasmasphère prise par l'instrument EUV du satellite IMAGE le 17 avril 2002 à 20h37 dans le plan équatorial du repère Solar Magnetic. La plasmasphère (zone claire autour de la Terre) comporte une plume dans le secteur crépuscule. La limite de la zone d'ion He^+ est considérée comme correspondante à la plasmapause (Goldstein, 2007).

Les ceintures de radiation résultent d'un équilibre dynamique entre les injections de plasma chaud, les perturbations électromagnétiques de la magnétosphère interne et la modulation des ondes associées exercée en particulier par le plasma froid. En influençant la propagation des ondes électromagnétiques, le plasma ambiant conditionne l'intensité et la nature des interactions résonnantes avec les particules piégées. Trois familles d'ondes sont les principales responsables du transport radial, de l'accélération ou de la perte des électrons piégés de haute énergie :

- Les ondes VLF (*Very Low Frequency* en anglais) (3 - 30 kHz) sont généralement générées par la résonance avec des électrons énergétiques. Ces ondes peuvent soit accélérer les électrons jusqu'à des énergies relativistes, soit induire une variation dans le mouvement des particules amenant à leur précipitation dans l'atmosphère.
- Les ondes ULF (*Ultra Low Frequency* en anglais) (1 mHz - 1 Hz) sont principalement générées par les fluctuations de pression du vent solaire et les instabilités magnétosphériques. Elles jouent un rôle important dans le transport radial des particules à travers les lignes de champ magnétique, influençant ainsi la structure globale des ceintures de radiation.
- Les ondes EMIC (*Electromagnetic Ion Cyclotron* en anglais) (0,1 - 5 Hz) sont dues aux anisotropies de température des ions pendant les orages géomagnétiques. Ces ondes également peuvent perturber le mouvement des particules et provoquer ainsi une précipitation rapide des électrons dans l'atmosphère.

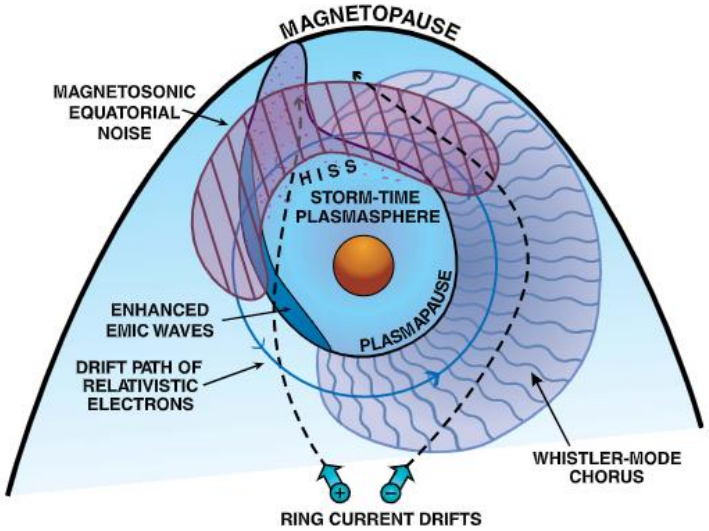


Figure 1-12: Répartition spatiale des ondes dans la magnétosphère. Délimitation de différentes sous-populations de plasma telle que la plasmasphère. Dérive des particules du courant annulaire en trait discontinu (Thorne, 2010).

Parmi les ondes VLF, plusieurs sous-types se distinguent par leur origine, leur localisation et leurs effets sur les particules piégées. Le Tableau 1-1 en résume les caractéristiques principales :

Tableau 1-1: Présentation des ondes VLF, fréquences, localisation et effets sur les ceintures de radiation.

Type d'ondes	Fréquences	Localisation	Effets sur les ceintures de radiation
Chorus	Upper Chorus (UC) entre 100 Hz et 2 kHz Lower Chorus (LC) entre 2 kHz et 5 kHz (Tsurutani and Smith, 1974)	À l'extérieur de la plasmasphère, principalement côté aube et proche de l'équateur magnétique	Précipitation aurorale des particules (Ni et al., 2008; Nishimura et al., 2010; Thorne, 2010) Accélération locale des électrons des ceintures de radiation (Albert, 2005; Bortnik et al., 2007; Tsurutani & Smith, 1974)
Hiss	Entre 200 et 5000 Hz	À l'intérieur de la plasmasphère et dans la plume plasmasphérique côté jour	Baisse de densité des particules entre les deux ceintures d'électrons
Lightning Whistler	Entre 300 et 30000 Hz	Prépondérantes dans la plasmasphère entre 1.5 et 3 rayons terrestres	Pertes d'électrons à des distances radiales inférieures à L=3 (Linzmayer et al., 2024), tant à basse énergie qu'à des énergies relativistes (Feinland et al., 2024)

1.2.4 Mesure de l'activité géomagnétique

Les indices géomagnétiques, comme mentionné précédemment, permettent de caractériser la réponse de la magnétosphère à l'activité solaire à partir de mesures au sol. Ils sont particulièrement utiles en complément des données du vent solaire.

En raison de la complexité de la dynamique magnétosphérique, une diversité d'indices existe, chacun reflétant des régions ou processus spécifiques de la magnétosphère. Ces indices diffèrent également par leur résolution temporelle, allant de quelques minutes à plusieurs heures, ce qui permet de capter aussi bien les variations rapides que la dynamique long terme de la magnétosphère.

Parmi ces indices, certains sont spécialisés dans le suivi d'une activité localisée et rapide. C'est le cas de l'indice AE (*Auroral Electrojet* index), qui mesure l'intensité des courants électriques dans la zone aurorale terrestre, générés par les interactions entre le vent solaire et la magnétosphère (Davis & Sugiura, 1966). Cet indice est particulièrement sensible à l'activité aurorale et aux sous-orages. Grâce à sa résolution d'une minute, AE est largement utilisé en recherche et en prévision pour suivre les variations rapides de la magnétosphère et estimer l'impact du vent solaire sur la haute atmosphère.

À une échelle plus globale, l'indice Kp (*Planetary K-index*) est un marqueur de l'activité géomagnétique (Mayaud, 1980) et de la convection magnétosphérique en particulier (Thomsen, 2004). Introduit en 1932, il bénéficie d'un des historiques d'observation les plus longs parmi les indices géomagnétiques, ce qui en fait une référence pour l'étude de la variabilité à long terme. Il est exprimé sur une échelle semi-logarithmique de 0 à 9, avec une résolution trihoraire. C'est un indice dérivé des données de 13 stations réparties autour du globe (Figure 1-13), mesurant les perturbations de la composante horizontale du champ magnétique terrestre. Il est utilisé comme paramètre d'entrée dans de nombreux modèles physiques des ceintures de radiation (cf. chapitre 2 section 2.4.).

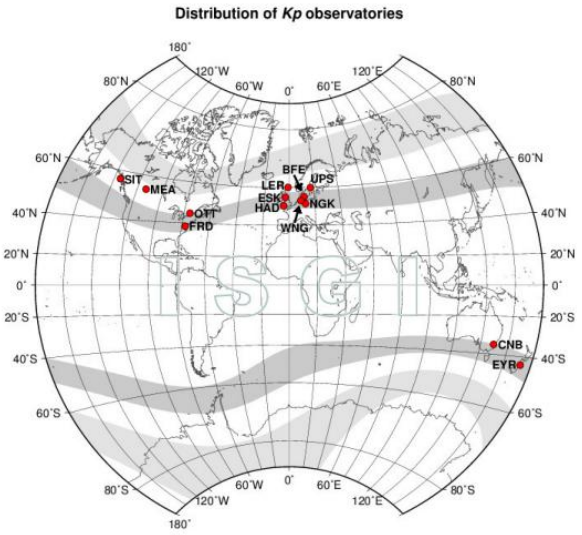


Figure 1-13 : Distribution des stations mesurant l'indice K afin d'en déduire l'indice Kp. Crédit: International Service of Geomagnetic Indices (https://isgi.unistra.fr/indices_kp.php).

Les indices constituent un lien clé entre les mesures au sol et la dynamique de la magnétosphère interne. Bien qu'ils ne permettent pas d'identifier directement l'origine des événements solaires (comme une CME ou une CIR), ils fournissent une mesure quantitative de la réponse magnétosphérique, dont les caractéristiques (amplitude, forme, durée) sont fortement influencées par la nature et la configuration des structures du vent solaire (Benacquista, 2017).

La Figure 1-14 présente des statistiques descriptives pour diverses listes de CIRs et CMEs (Jian et al., 2006a, b; Mitsakou and Moussas, 2014; Kilpua et al., 2015). Le panneau (d) met en évidence que les CMEs peuvent engendrer des orages magnétiques nettement plus intenses que les CIRs. En revanche, l'amplitude totale du champ magnétique

interplanétaire (|B|) ne présente pas de différence notable entre CMEs et CIRs. Cette similarité masque toutefois l'importance de l'orientation du champ magnétique interplanétaire, et en particulier de sa composante B_z, qui conditionne l'efficacité de la reconnexion et explique les écarts observés sur Kp. En effet, une composante B_z globalement Sud favorise le phénomène de reconnexion magnétique. Le panneau (b) montre également que les CIRs présentent, en moyenne, une durée plus longue que les CMEs.

Ces différences de profil temporel peuvent avoir des effets différenciés sur la magnétosphère, notamment sur l'érosion de la plasmasphère, les flux de particules dans les ceintures de radiation, ou encore l'excitation des ondes VLF.

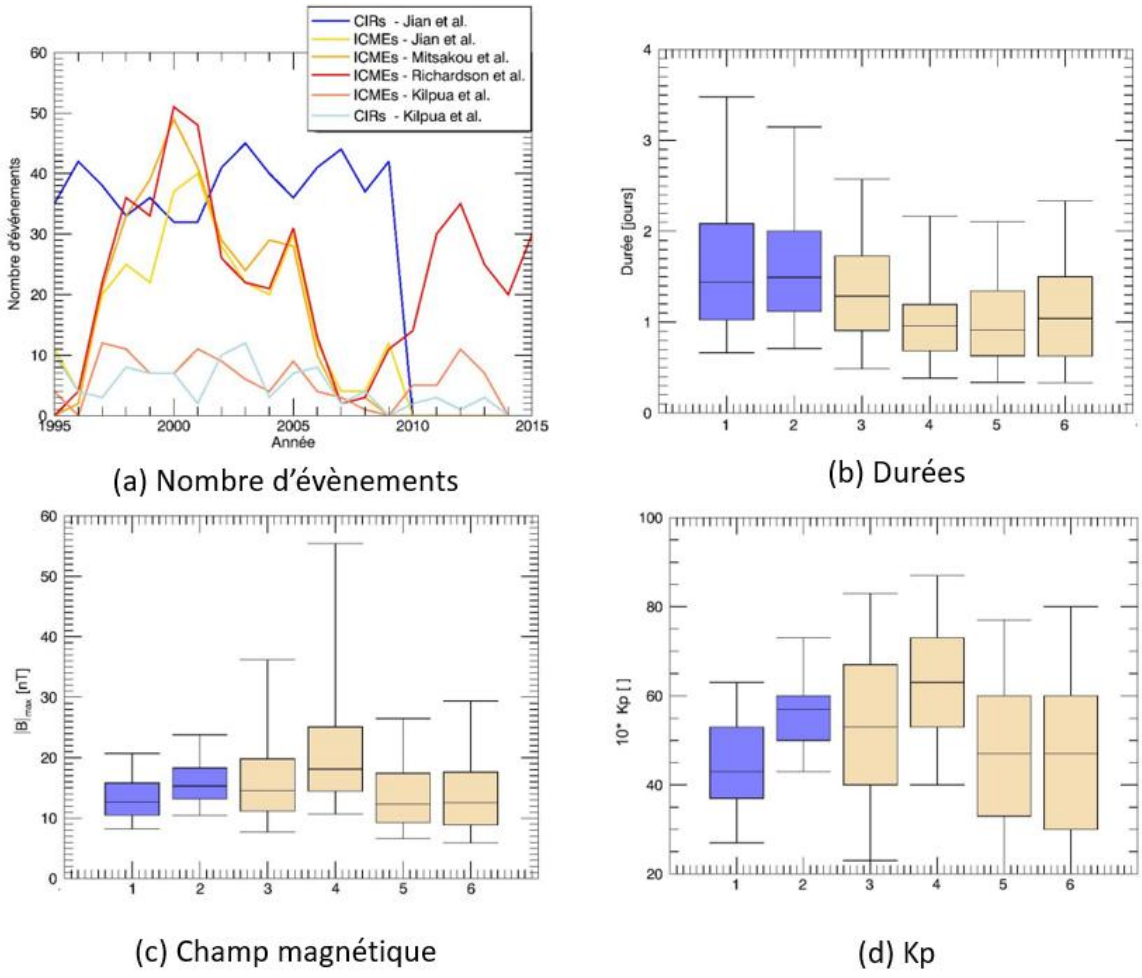


Figure 1-14 : Comparaison des caractéristiques des orages induits par les CIRs (en bleu) et les CMEs (en jaune) à partir de différentes listes d'évènements. Le panneau (a) montre la fréquence annuelle des événements pour chaque type de liste d'événements, le panneau (b) illustre la durée des événements, le panneau (c) montre l'intensité maximale du champ magnétique atteinte pendant le passage de l'évènement et le panneau (d) montre les valeurs de Kp associées aux événements. La figure utilise des centiles (5ème, 25ème, 50ème, 75ème et 95ème) pour représenter la distribution des caractéristiques de chaque liste, les boîtes colorées contenant 50% des événements. Figure reproduite de Benacquista (2017).

Au-delà du cadre scientifique, les indices géomagnétiques sont aussi largement utilisés dans un contexte opérationnel. Les opérateurs de satellites s'en servent pour piloter les modèles de prévision des risques radiatifs. Dans l'aviation, ils aident à gérer les perturbations de communication et les expositions aux radiations des équipages. Les réseaux électriques les utilisent pour anticiper les effets des courants induits. Ils constituent également un paramètre central dans les systèmes d'alerte de météorologie de l'espace

(présentée dans la section 1.3.3), déclenchant par exemple des seuils critiques pour les alertes d'orages géomagnétiques.

1.3 Les ceintures de radiation et la météorologie de l'espace

1.3.1 Ceintures de radiation et dynamique

Les ceintures de radiation, ou ceintures de Van Allen, sont des zones où des particules chargées sont piégées par le champ magnétique terrestre. Leur découverte remonte à 1958 et constitue l'une des premières grandes découvertes de l'ère spatiale. Aux États-Unis, James Van Allen et son équipe sont crédités de cette découverte, officialisée en mai 1958 après l'analyse des données des satellites Explorer 1 et Explorer 3 équipés de compteurs Geiger. En parallèle, en Union soviétique, l'équipe de Sergueï Vernov avait déjà détecté des fluctuations inattendues avec Spoutnik 2 et a confirmé, peu après, l'existence de la ceinture externe grâce aux observations de Spoutnik 3. Toutefois, en raison du caractère confidentiel de leurs travaux et d'erreurs d'interprétation, ils ne furent pas reconnus comme les découvreurs officiels (Baker and Panasyuk, 2017).

On distingue deux grandes populations, les protons et les électrons, qui forment des ceintures de radiation aux propriétés bien différentes.

Les protons forment une ceinture unique, visible sur le panneau (a) de la Figure 1-15. Le maximum de flux de l'ordre de $10^{-6}\, cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}MeV^{-1}$ se situe aux alentours de 1.5 rayons terrestres pour des particules d'énergie supérieure à 10 MeV. Pour des particules d'énergie inférieure au MeV, la ceinture de protons s'étend jusqu'à 7 rayons terrestres. L'énergie des particules varie entre quelques keV et plusieurs centaines de MeV.

Les électrons, visibles sur le panneau (b) de la Figure 1-15, forment deux ceintures distinctes. La ceinture interne représente une zone stable avec un maximum de flux au-dessus de $10^{-6}\, cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}MeV^{-1}$ autour de 1.5-2 rayons terrestres pour des énergies supérieures à 0.5 MeV. La ceinture externe, plus dynamique, présente un pic de flux de l'ordre de $10^{6} cm^{-2}s^{-1}$ à environ 5 rayons terrestres pour des énergies supérieures à 1 MeV et s'étend jusqu'à 10 rayons terrestres. Les électrons piégés couvrent un spectre d'énergie allant de quelques dizaines de keV jusqu'à 10 MeV.

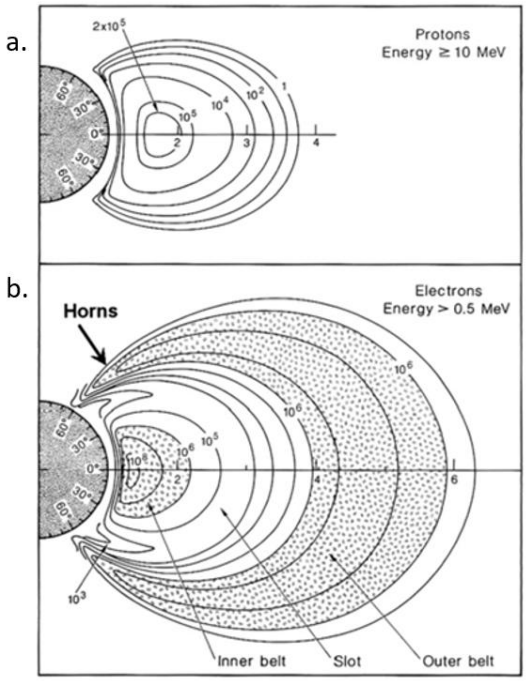


Figure 1-15 : Schéma des flux intégrés d'électrons et de protons avec les modèles AP8 sur le panneau (a) et le modèle AE8 sur le panneau (b). Crédit NASA.

La structure des ceintures de radiation est étroitement liée à la dynamique des particules qui les composent. Celles-ci suivent trois types de mouvements caractéristiques. Elles tournent autour des lignes de champ magnétique (giration), rebondissent entre les hémisphères (rebond), et dérivent lentement autour de la Terre selon leur charge (dérive azimutale) (Northrop, 1963). Ces mouvements déterminent leur confinement et leurs interactions avec l'environnement. Ils sont détaillés dans la section 2.1 du prochain chapitre.

Entre les deux ceintures d'électrons, se trouve une zone de minimum de flux, appelée « slot ». Cette baisse de flux résulte des interactions résonnantes entre les électrons et les ondes VLF. Dans cette région, la fréquence des ondes Hiss correspond à la fréquence de giration des électrons d'énergie inférieure à 1 MeV (Thorne et al., 1979). Cela favorise les interactions résonnantes et induit, via la modification de la trajectoire des particules, une précipitation dans l'atmosphère (cf. chapitre 2 section 2.4.1).

Enfin, les ceintures de radiation sont des structures dynamiques. Leur densité et leur extension spatiale varient sous l'effet des perturbations géomagnétiques. Elles peuvent s'éroder, se remplir ou se réorganiser en quelques heures. Les processus physiques régissant la dynamique des ceintures de radiation sont essentiels pour comprendre l'évolution des ceintures et font l'objet d'une analyse approfondie dans la section suivante.

1.3.2 Illustration de l'orage géomagnétique de la Saint Patrick

L'orage géomagnétique de mars 2015 constitue un cas d'étude idéal pour analyser, à partir de données observationnelles et de modélisation, la chaîne de couplage entre une éjection de masse coronale (CME) et la dynamique des ceintures de radiation terrestres. Très étudié en raison de son intensité (Baker et al., 2016; Goldstein et al., 2017; Li et al., 2016), cet événement met en lumière la chronologie d'un orage géomagnétique impactant la dynamique des ceintures de radiation : l'impact initial de la CME sur le vent solaire en amont de la magnétosphère, la réponse immédiate de la magnétosphère à cette perturbation, puis les processus physiques prenant part à la dynamique des ceintures de

radiation. En retraçant cette séquence, on identifie les mécanismes qui régissent le comportement des particules piégées autour de la Terre.

La propagation d'une CME dans l'espace interplanétaire entraîne des variations significatives dans les propriétés du vent solaire, telles que la vitesse, la densité, la pression dynamique et l'orientation du champ magnétique interplanétaire (IMF). Ces variations sont enregistrées au point de Lagrange L1, situé en amont de la Terre, grâce aux satellites qui assurent une surveillance en continu du vent solaire. L'analyse de ces mesures permet d'informer sur l'arrivée de perturbations géomagnétiques et d'en évaluer le potentiel de couplage avec la magnétosphère.

La Figure 1-16 illustre les profils temporels de l'indice Kp (panneau (a)), de la composante nord-sud du champ magnétique interplanétaire B_Z (panneau (b)) et de la pression dynamique D_p du vent solaire (panneau (c)) au cours de l'orage. L'augmentation marquée de D_p au passage de la perturbation en L1 indique une compression du plasma interplanétaire. Ce phénomène, couplé à une compression du champ magnétique ayant une orientation en B_z négative constitue un scénario favorable à la reconnexion magnétique à la magnétopause et au transfert d'énergie du vent solaire vers la magnétosphère au cours de l'orage géomagnétique.

En réponse à cette injection d'énergie, la magnétosphère subit une perturbation globale de son champ magnétique, mesurée entre autres à travers l'indice Kp. Peu après (typiquement de l'ordre de l'heure ou moins) le passage de la CME en L1, l'indice Kp atteint une valeur de 7.7, caractéristique d'un orage géomagnétique majeur. Bien que la réponse physique de la magnétosphère se produise dans un délai de 30 à 60 minutes après l'impact au niveau de la magnétopause (Stumpo et al., 2020), l'indice Kp présente un décalage de 1 à 3 heures selon le moment dans la fenêtre d'observation. Le décalage temporel observé correspond au laps de temps requis pour que l'énergie transférée du vent solaire perturbe les courants de la magnétosphère.

Les effets de cette CME sur les ceintures de radiation sont visibles dans les mesures de flux d'électrons différentiels omnidirectionnels entre 309 et 379 keV de l'instrument MagEIS de la sonde RBSP A, illustrées dans le panneau (a) de la Figure 1-16. Une forte augmentation des flux d'électrons est observée autour de $L^* = 3$, dans la région du slot. Cette zone normalement moins peuplée en électrons est ici remplie via deux mécanismes. D'abord la diffusion radiale, induite par les ondes ULF, transporte les particules vers le cœur des ceintures (Brautigam and Albert, 2000; Lanzerotti et al., 1978; Lanzerotti and Morgan, 1973; Ukhorskiy et al., 2005). Ensuite, des interactions résonnantes avec les ondes VLF accélèrent les électrons. Après cette injection de particules proche de la Terre, les interactions onde-particule entrainent à nouveau la précipitation des électrons vers l'atmosphère, structurant ainsi la région en deux nouvelles ceintures (Thorne, 2010).

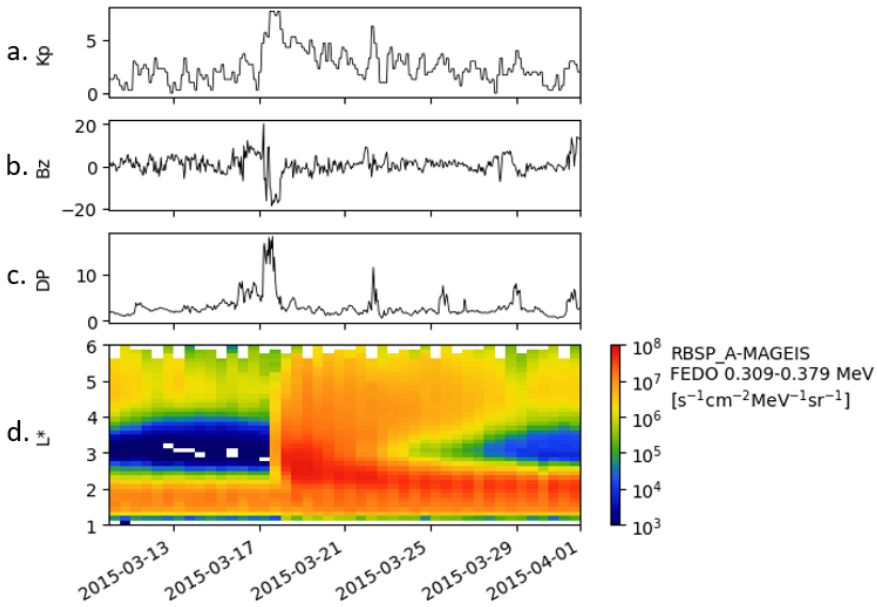


Figure 1-16 : Mesures de l'indice Kp sur le panneau (a), Mesures de B_Z IMF pendant la même période sur le panneau (b), Mesures de D_p sur le panneau (c), Mesures de flux d'électrons différentiels omnidirectionnels entre 309 et 379 keV de la sonde RBSP A durant l'orage de mars 2015 (panneau (d)).

A grande distance radiale ($L^* > 5$), où opèrent les satellites en orbites géostationnaires, autour du pic de l'orage, le flux d'électrons décroît rapidement d'un ordre de grandeur avant de réaugmenter de deux ordres de grandeur. Cette dynamique est le signe d'un phénomène appelé *dropouts*, provoqué par la compression de la magnétopause sous l'augmentation de la pression dynamique du vent solaire (panneau (c)). Il en résulte des pertes de particules des ceintures dans le vent solaire. Ce mécanisme d'érosion rapide, connu sous le nom de « pertes par traversées de la magnétopause » des particules piégées (*magnetopause shadowing* en anglais) constitue une voie majeure de pertes pour les particules énergétiques. Il sera étudié plus en détail dans le Chapitre 3.

1.3.3 Météorologie de l'espace

La météorologie de l'espace est une discipline qui vise à prévoir l'impact des phénomènes solaires sur l'environnement spatial, et terrestre en particulier (Koskinen et al., 2017). Elle s'intéresse principalement aux perturbations solaires, telles que les éjections de masse coronale, régions d'interaction en corotation et particules énergétiques solaires, responsables de perturbations géomagnétiques et de modifications ionosphériques affectant les satellites, les systèmes de communication et les infrastructures au sol. Fondée sur la combinaison d'observations et de modèles physiques, elle est un domaine de recherche actif, car les mécanismes en jeu tout au long de la chaîne Soleil-Terre demeurent complexes et imparfaitement compris. Elle associe ainsi recherche fondamentale et applications opérationnelles : comprendre les processus physiques (comme le déclenchement des éruptions, la dynamique du vent solaire et du système magnétosphère-ionosphère) est indispensable pour développer des outils et modèles prédictifs fiables permettant d'anticiper leurs impacts sur les infrastructures.

Les ceintures de radiation sont un élément central de ce domaine. Elles constituent à la fois une région traversée par de nombreux satellites et une zone d'accélération principale des particules énergétiques (Figure 1-17). En raison de leur variabilité et de leur réactivité aux événements solaires, les ceintures de radiation constituent un domaine majeur d'application pour la prévision en météorologie de l'espace.

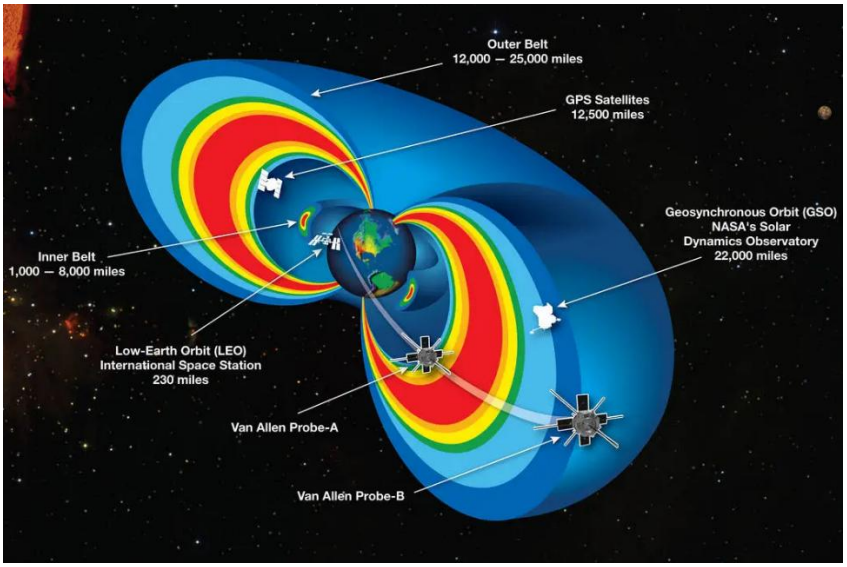


Figure 1-17 : Etendue des ceintures de radiation d'électrons par rapport aux différentes orbites satellites. Crédit NASA.

Les forts flux de particules énergétiques qui caractérisent les ceintures de radiation représentent un risque non négligeable pour les satellites. La Figure 1-18 illustre les différents effets des particules chargées sur les systèmes satellitaires, en fonction du niveau d'énergie des particules. Les particules de haute énergie vont induire des charges internes (Wrenn et al., 2002) et les particules de basse énergie des charges de surface (Davis et al., 2012).

Les particules chargées dégradent les composants électroniques ainsi que les protections thermiques des satellites. Parmi les composants vulnérables, les panneaux solaires photovoltaïques, qui constituent la source d'énergie pour la majorité des engins spatiaux, subissent une dégradation progressive des performances des cellules solaires. Cela limite leur durée de vie (Gao et al., 2014). La charge de surface au niveau des panneaux solaires ou de la plateforme engendre des décharges formant des arcs électriques. Ces arcs peuvent transporter un courant important et endommager divers systèmes (Cho et al., 2009).

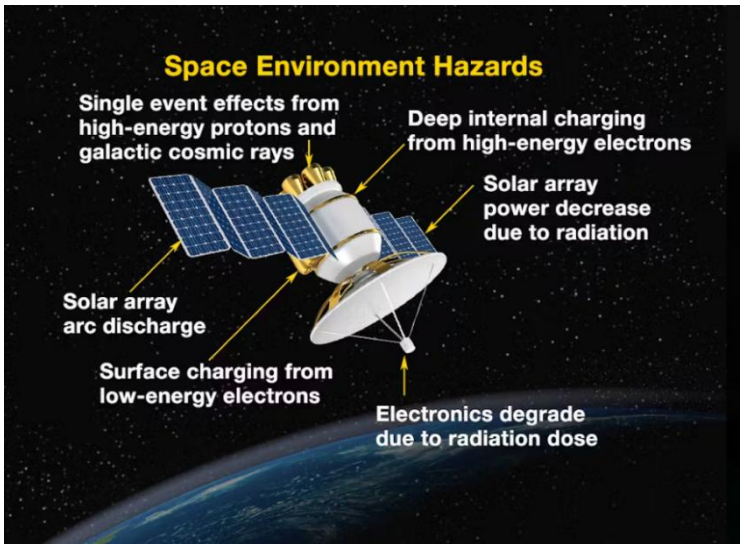


Figure 1-18 : Anomalies induites par les ceintures de radiation sur les satellites. Crédit JHUAPL.

L'étude approfondie des ceintures est primordiale à plusieurs titres : elle permet une meilleure compréhension de l'environnement spatial terrestre, facilite le dimensionnement précis des satellites, et informe la conception de projets habités, tels que la station spatiale internationale. Ces défis complexes nécessitent une solide base théorique et des outils de modélisation robustes que je vais développer dans le chapitre suivant, en explorant les fondements de la théorie et de la modélisation des ceintures de radiation.

Dans cette optique, améliorer les modèles de dynamique des ceintures de radiation, en particulier pour les électrons de basse énergie responsables des charges de surface, constitue un enjeu majeur pour la météorologie de l'espace. C'est précisément dans ce cadre que s'inscrit ce travail de thèse, visant à contribuer à une meilleure compréhension des phénomènes solaires et de leurs impacts sur les environnements spatiaux.

Chapitre 2 : Théorie et modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestre

Table des matières

2.1 Théorie des invariants adiabatiques....28
2.1.1 Le mouvement de giration et son invariant adiabatique associé....28
2.1.2 Le mouvement de rebond et son invariant adiabatique associé....29
2.1.3 Le mouvement de dérive et son invariant adiabatique associé....31
2.2 Effets des variations spatiales et temporelles du champ magnétique sur la dynamique....32
2.3 Modélisation statistique : l'équation de Fokker-Planck....33
2.4 Le code Salammbô de modélisation des ceintures de radiation....35
2.4.1 Prise en compte de la physique des ceintures de radiation....37
2.4.2 Focus sur la description théorique de Salammbô 4D....41
2.5 Etat des lieux de Salammbô 4D et objectifs de la thèse....44

Préambule

Dans ce chapitre, je présente les bases théoriques nécessaires à la modélisation des ceintures de radiation. J'introduis tout d'abord, dans la section 2.1, les mouvements caractéristiques de ces particules (giration, rebond et dérive) ainsi que leur rôle dans la structuration des ceintures. Je détaille la théorie des invariants adiabatiques, indispensable pour décrire de manière statistique, la dynamique des particules piégées dans les ceintures de radiation. La section 2.2 est consacrée à la modélisation : j'expose les équations statistiques de Boltzmann et de Fokker-Planck régissant la dynamique des particules piégées. Enfin, je présente, dans la section 2.3, la suite des codes Salammbô, développés à l'ONERA, qui repose sur ces principes pour modéliser les ceintures de radiation de la Terre et autres planètes magnétisées. Je détaille les différentes versions, en mettant en évidence les hypothèses qui les distinguent. Cette analyse conduit à la section 2.4, où j'introduis Salammbô 4D, le code permettant de modéliser la dynamique des particules de basse énergie dans les ceintures de radiation.

2.1 Théorie des invariants adiabatiques

2.1.1 Le mouvement de giration et son invariant adiabatique associé : le moment magnétique M

Lorsqu'une particule chargée de charge q et de vitesse $\vec{V}$ est soumise à un champ magnétique $\vec{B}$, elle subit la force de Lorentz définie par l'équation [2].

$$\vec{F}_{Lorentz} = q\left(\vec{V} \wedge \vec{B}\right) \quad [2]$$

Sous l'action d'un champ magnétique uniforme $\vec{B}$, une particule chargée dont la vitesse comprend une composante perpendiculaire à ce champ décrit un mouvement circulaire autour d'une ligne de champ. Il s'agit du mouvement de giration aussi appelé mouvement cyclotron illustré par la Figure 2-1. Ce mouvement est caractérisé par un rayon de giration ou rayon de *Larmor* noté r_c, une période de giration/cyclotron notée τ_c et une vitesse angulaire notée ω_c.

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad [3]$$

$$r_c = \frac{p_\perp}{|q|\,B} \quad [4]$$

$$\tau_c = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi m}{|q|B} \quad [5]$$

Avec m la masse de la particule et $p_\perp = mv_\perp$ la quantité de mouvement perpendiculaire à $\vec{B}$ de la particule.

Lorsque le champ magnétique varie lentement dans l'espace (sur des échelles d'espace supérieures à r_c) et dans le temps (sur des échelles lentes par rapport à τ_c), le mouvement cyclotron admet une grandeur conservée, appelée invariant adiabatique.

L'invariant adiabatique J_1 associé au mouvement de giration est défini par :

$$J_1 = \frac{p_\perp^2}{2|q|B} \quad [6]$$

Dans la littérature, cette grandeur est généralement exprimée sous la forme du moment magnétique relativiste, défini comme le rapport entre l'énergie cinétique de la rotation de la particule et l'intensité du champ magnétique (Beutier, 1993).

$$M = \frac{|q|}{m_0} J_1 = \frac{p_\perp^2}{2m_0 B} \quad [7]$$

Avec m_0, la masse au repos de la particule.

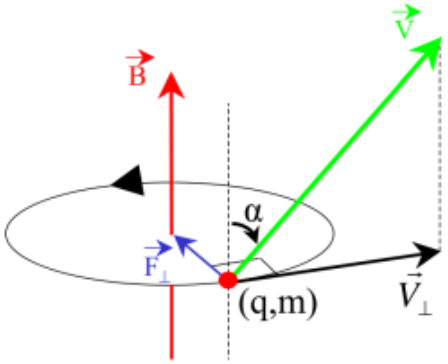


Figure 2-1 : Mouvement de giration d'une particule piégée de vitesse $\vec{V}$ et d'angle d'attaque α, autour d'une ligne de champ magnétique $\vec{B}$ (Maget, 2007).

En introduisant l'angle d'attaque local α de la particule, défini comme l'angle entre la vitesse de la particule et le champ magnétique (Figure 2-1), l'expression du moment magnétique relativiste devient :

$$M = \frac{p^2 \sin^2 \alpha}{2m_0 B} \quad [8]$$

Dans l'étude des ceintures de radiation terrestre, on utilise plus souvent le sinus de l'angle d'attaque équatorial, noté $y = \sin \alpha_{eq}$, α_{eq} étant l'angle d'attaque mesuré au niveau de l'équateur magnétique. Cette grandeur permet une écriture plus simple des expressions analytiques des invariants adiabatiques (Schulz and Lanzerotti, 1974).

$$M = \frac{p^2 y^2}{2m_0 B_{eq}} \quad [9]$$

Avec B_{eq} le module du champ magnétique à l'équateur.

Bien que la trajectoire de la particule décrive localement une spirale autour d'une ligne de champ, il est souvent plus simple de suivre l'axe de cette spirale, appelé centre guide. Ce centre se déplace lentement sous l'effet des gradients ou courbures du champ et permet de simplifier la modélisation de la dynamique des mouvements plus lents (rebond, dérive) décrits ci-après.

2.1.2 Le mouvement de rebond et son invariant adiabatique associé : le deuxième invariant J2

Dans le cas de la Terre, l'amplitude du champ $\vec{B}$ n'est pas la même en tout point de l'espace. Le long d'une ligne de champ magnétique, l'intensité augmente en s'approchant du centre du dipôle. Elle est en revanche minimale au niveau le plus éloigné du centre de la Terre, c'est-à-dire à l'équateur magnétique.

Dans ce cadre, on admet que le centre guide est soumis à une force de rappel due au gradient longitudinal du champ magnétique (Northrop, 1963).

$$\vec{F} = -M \frac{\partial B(s)}{\partial s} \overrightarrow{u_s} \quad [10]$$

Avec s l'abscisse curviligne du centre guide de la particule piégée le long d'une ligne de champ magnétique et $\overrightarrow{u_s}$ le vecteur unitaire tangent à $\vec{B}$.

Plus précisément, en partant de l'équateur magnétique, une particule rencontre un champ croissant en se rapprochant des hautes latitudes, donc de la Terre. Par conservation du premier invariant, cette augmentation de B entraîne une augmentation de la composante perpendiculaire de la quantité de mouvement $p_\perp$ (et donc de la vitesse $v_\perp$). Par conservation de l'énergie cinétique, la composante parallèle de la quantité de mouvement, $p_\parallel$, doit ainsi décroître. L'angle d'attaque de la particule évolue alors jusqu'à atteindre une valeur maximale de $\frac{\pi}{2}$, correspondant à un point sur la ligne de champ où $p_\perp$ est maximal et $p_\parallel$ est nul. Or, tout au long de ce trajet, la force de rappel précédemment présentée augmente. Au point miroir, cette force est maximale et parvient à faire rebrousser le chemin de la particule vers l'équateur magnétique. Elle atteint ensuite un second point miroir dans l'autre hémisphère, et le processus recommence. Ce va-et-vient constitue le mouvement de rebond. Le mouvement de rebond se superpose ainsi au mouvement de giration, comme illustré par la Figure 2-2.

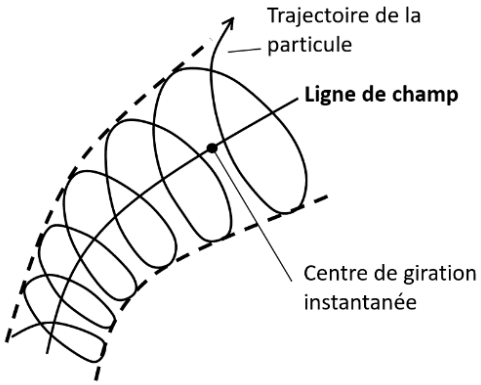


Figure 2-2 : Trajectoire d'une particule le long d'une ligne de champ magnétique et mouvement de son centre guide.

La position des points miroirs peut être estimée à partir de l'équation [9] et la conservation du premier invariant adiabatique.

$$M = \frac{p^2 y^2}{2\, m_0 B_{eq}} = \frac{p^2 sin^2 \alpha_m}{2 m_0 B_m} \quad [11]$$

avec B_{eq} l'amplitude du champ magnétique à l'équateur, B_m l'amplitude du champ magnétique au point miroir, α_{eq} l'angle d'attaque à l'équateur magnétique et α_m l'angle d'attaque au point miroir égal à $\frac{\pi}{2}$. J'en déduis :

$$\frac{y^2}{B_{eq}} = \frac{1}{B_m} \quad [12]$$

L'expression de l'intensité du champ magnétique au point miroir devient :

$$B_m = \frac{B_{eq}}{y^2} \quad [13]$$

L'expression [13] montre que la position des points miroirs dépend de l'angle d'attaque équatorial α_{eq} et B_{eq}. Plus l'angle d'attaque équatorial est faible, plus la valeur de B_m est grande, ce qui signifie que le point miroir de la particule est plus proche de la Terre. Si l'angle d'attaque équatorial est très faible, le point miroir peut se localiser dans l'atmosphère terrestre, entraînant la perte de la particule par précipitation en raison des collisions avec les particules de la haute atmosphère. Je peux alors définir une valeur limite α_c de l'angle d'attaque à l'équateur en-dessous de laquelle la particule est supposée perdue. Cette valeur critique définit ce que l'on appelle la frontière du *cône de perte* (voir Figure 2-3).

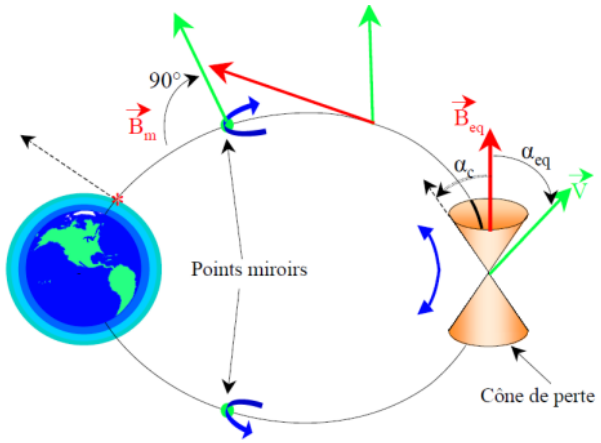


Figure 2-3 : Schéma du mouvement de rebond d'une particule piégée le long d'une ligne de champ magnétique entre deux points miroirs et le cône de perte associé au mouvement de rebond (Maget, 2007). Les flèches rouges représentent le vecteur champ magnétique tangent à la ligne de champ et les flèches vertes représentent le vecteur vitesse de la particule piégée.

On associe au mouvement de rebond un invariant adiabatique appelé « invariant longitudinal » noté J ou J_2 (Northrop, 1963). Il définit la longueur de l'arc magnétique entre les deux points miroirs.

$$J2 = \frac{1}{2\pi}\oint p_{\parallel}\, ds = \frac{p}{\pi}\int_{s_m}^{s'_m} \sqrt{1 - \frac{B(s)}{B_m}}\, ds \quad [14]$$

Avec s_m et s'_m les abscisses curvilignes des points miroirs.

2.1.3 Le mouvement de dérive et son invariant adiabatique associé : le troisième invariant L*

Sur des échelles de temps plus longues, le mouvement d'une particule piégée ne se limite pas à la giration et au rebond. Elle décrit également un mouvement de dérive autour de la Terre, formant une trajectoire cycloïdale. Cette dérive résulte du gradient radial du champ magnétique terrestre (Schulz and Lanzerotti, 1974). Lors du mouvement d'une particule, le rayon de Larmor, inversement proportionnel à l'intensité du champ, varie : il diminue quand la particule s'approche de la Terre et augmente lorsqu'elle se rapproche de l'équateur magnétique.

Le centre guide d'une particule piégée suit une trajectoire entre deux points miroirs, passant par l'équateur magnétique. En répétant ce mouvement, il décrit une surface fermée autour de la Terre, appelée coquille de dérive (au centre dans la Figure 2-4). Ce mouvement présente un

sens de rotation différent selon la charge de la particule : les électrons dérivent vers l'Est, tandis que les protons dérivent vers l'Ouest.

Le flux magnétique Φ encapsulé par une coquille de dérive est défini par :

$$\Phi = \iint \vec{B}\,\overrightarrow{dS} \qquad [15]$$

Ce flux magnétique Φ est un élément essentiel à la caractérisation du troisième invariant adiabatique associé au mouvement de dérive d'une particule piégée.

$$J_3 = \oint |q|\ \vec{A}\,\overrightarrow{dl} = \frac{|q|}{2\pi} \iint \vec{B}\,\overrightarrow{dS}\ = \frac{|q|}{2\pi}\,\Phi \qquad [16]$$

On admet aussi que Φ est un invariant comme J_3. Cependant, une autre grandeur est plus souvent utilisée : le paramètre de *Roederer* (Roederer and Zhang, 2014a) noté L^*. Concrètement, L^* traduit la quantité de flux magnétique contenue dans la coquille de dérive suivie par une particule pendant son mouvement complet autour de la Terre. Dans le cas d'un modèle de champ magnétique dipolaire, cette grandeur est définie comme :

$$L^* = \frac{2\pi B_0 a^2}{\Phi} \qquad [17]$$

avec a le rayon terrestre moyen et B_0 l'intensité du champ magnétique à l'équateur magnétique au niveau de la surface terrestre.

Le paramètre L^*, invariant adiabatique du mouvement de dérive, est directement lié au flux magnétique Φ. Il constitue une reformulation du troisième invariant, plus adaptée à la modélisation numérique.

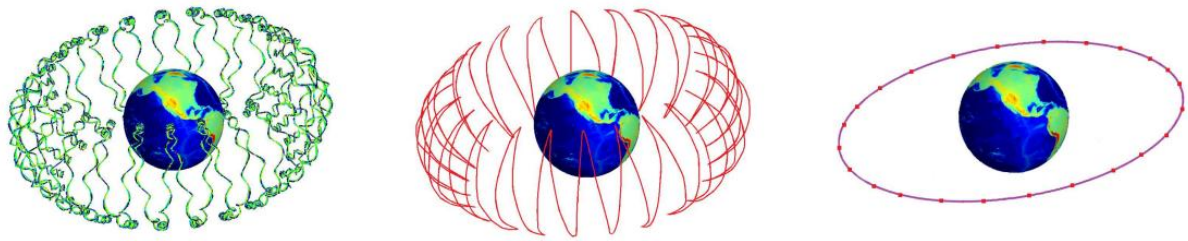


Figure 2-4 : Trajectoire exacte d'une particule piégée (gauche), trajectoire de son centre-guide formant une coquille de dérive (centre), et trajectoire moyennée du centre-guide au niveau de l'équateur magnétique (contour de dérive, droite)

Lorsque l'on utilise un modèle de champ magnétique dipolaire, L^* s'apparente au paramètre de *McIlwain* L. Il s'approxime alors par la distance adimensionnée en rayons terrestres entre l'apex de la ligne de champ et le centre du dipôle magnétique. En conditions stationnaires, la coquille de dérive définie par le centre guide correspond à la coquille de dérive moyenne d'une particule. Toutefois, la variabilité temporelle du champ peut modifier les trajectoires des particules et compromettre la conservation des invariants adiabatiques.

2.2 Effets des variations spatiales et temporelles du champ magnétique sur la dynamique des Particules Piégées

La dynamique des particules chargées piégées dans les ceintures de radiation dépend profondément de la configuration spatiale et temporelle du champ magnétique dans lequel elles évoluent (Roederer, 1967; Lejosne & Kollmann, 2020).

Dans le cas d'un modèle de champ statique et en l'absence de forces externes, le mouvement des particules est déterministe et les trois invariants adiabatiques sont conservés. Les centres guides des particules rebondissent et dérivent le long de coquilles de dérive fermées et immuables, maintenant une distance radiale moyenne constante par rapport à la planète et une énergie constante. Cette description s'applique que le champ soit purement dipolaire ou qu'il inclut des contributions multipolaires d'ordre supérieur.

Cependant, dans la réalité, le champ magnétique planétaire n'est jamais parfaitement statique ; il est sujet à des fluctuations temporelles de différentes intensités. Lorsque le champ magnétique varie, la conservation des invariants adiabatiques peut être compromise. La violation de ces invariants dépend de l'intensité et de la vitesse de variation du champ par rapport aux périodes des mouvements des particules. Le troisième invariant (L^*) est le plus susceptible d'être violé car il est associé au mouvement le plus lent (la dérive), nécessitant des variations de champ moins rapides pour être perturbé que les premier et deuxième invariants.

Parmi les mécanismes de violation, on retrouve non seulement les fluctuations rapides du champ magnétique, mais aussi celles du champ électrique, en particulier le champ électrique induit généré par la variation temporelle du champ magnétique (conformément à la loi de Faraday). Ce champ induit peut provoquer une dérive supplémentaire, transférant une particule d'une coquille de dérive à une autre (Roederer, 1967).

Lorsque les invariants sont violés, les mouvements périodiques des particules piégées sont reconfigurés. Par exemple, une compression rapide et asymétrique de la magnétosphère peut injecter des particules vers des régions plus internes ou externes, modifiant leur position radiale et leur énergie. Ces transitions peuvent être irréversibles, réorganisant la structure même des ceintures de radiation.

La dynamique devient alors de nature aléatoire : les particules subissent un transport en L^*, ce qui modifie leur distribution spatiale et leurs spectres énergétiques. La dynamique du champ magnétique dicte donc la reconfiguration des mouvements des particules, affectant leur position, leur énergie et leur distribution au sein des ceintures de rayonnement (Lejosne and Kollmann, 2020a).

2.3 Modélisation statistique : l'équation de Fokker-Planck régissant la dynamique des particules piégées

Lorsque l'on souhaite modéliser la dynamique des ceintures de radiation, le point de départ naturel est la résolution de l'équation de mouvement de chaque particule piégée :

$$\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = q \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} \wedge \vec{B} + q\vec{E} \qquad [18]$$

Dans ce contexte, la contribution du champ électrique $\vec{E}$ est souvent négligée, ce qui permet de simplifier l'équation. Bien que cette approche soit théoriquement valable, elle se révèle rapidement irréalisable en pratique. En effet, cette méthode requiert la résolution de l'équation pour un très grand nombre de particules piégées et un suivi précis de chacune de leurs trajectoires. De plus, cela nécessite la connaissance de toutes les interactions subies par chaque particule à chaque instant et en tout point de l'espace.

C'est pourquoi, une meilleure approche est de passer par une modélisation statistique à travers l'équation de Boltzmann. Elle décrit l'évolution temporelle d'un ensemble de particules via une

fonction de distribution. Cette équation à 6 dimensions s'exprime dans l'espace position-moment $(\vec{r},\vec{p}) = \left((r_x,r_y,r_z),(p_x,p_y,p_z)\right)$, aussi appelé espace des phases (Beutier, 1993; Bourdarie, 1996) comme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\vec{r}}{dt}\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{d\vec{p}}{dt}\frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_i \quad [19]$$

Dans l'équation [19], f est la fonction de distribution des particules dans l'espace des phases. Le terme de gauche de cette équation représente les trajectoires des particules se trouvant dans une cellule élémentaire de l'espace des phases, en intégrant l'ensemble des forces qui s'exercent sur elles (en particulier les forces électromagnétiques). Le terme de droite, lui, représente les interactions physiques subies par ces particules avec leur environnement.

Afin de relier l'équation [19] aux mouvements élémentaires quasi-périodiques des particules piégées, il est important de convertir l'équation de Boltzmann dans l'espace actions-angles $(\vec{J},\vec{\varphi})$ via une formulation hamiltonienne (Beutier, 1993). Cet espace permet de décrire les mouvements des particules piégées (giration, rebond, dérive) en utilisant leurs invariants adiabatiques comme variables d'état.

L'équation devient alors :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\vec{J}}{dt}\frac{\partial f}{\partial \vec{J}} + \frac{d\vec{\varphi}}{dt}\frac{\partial f}{\partial \vec{\varphi}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_i \quad [20]$$

Le terme de droite représente l'évolution de la fonction de distribution f sous l'effet des interactions avec l'environnement, qui modifient les invariants adiabatiques (Bourdarie, 1996). Les composantes de la variable vectorielle $\vec{J}$ représentent les invariants adiabatiques, tandis que celles de la variable $\vec{\varphi}$ sont associées aux phases liées à ces invariants adiabatiques.

Le terme de droite de l'équation [20] peut être représenté par un opérateur stochastique de Fokker-Planck (Northrop, 1963) auquel s'ajoute un terme de source et un terme de pertes non diffusives (Beutier, 1993). Cet opérateur introduit le mécanisme de diffusion dans l'espace des invariants, caractérisé par des coefficients de diffusion $D_{J_iJ_j}$ comme représentatifs des interactions subies par les particules. Cela permet de reformuler l'équation de Boltzmann sous la forme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i,j=1}^{3}\frac{dJ_i}{dt}\frac{df}{dJ_i} + \sum_{i,j=1}^{3}\frac{d\varphi_i}{dt}\frac{df}{d\varphi_i} = \sum_{i,j=1}^{3}\frac{\partial}{\partial J_i}\left(D_{J_iJ_j}\times\frac{\partial f}{\partial J_j}\right) - \frac{\partial}{\partial J_i}\left(D_{J_i},f\right) + Sources - Pertes \quad [21]$$

Les six dimensions de cette équation compliquent sa résolution, il est donc indispensable de simplifier son expression. En considérant J_i comme des invariants adiabatiques, leurs dérivées en fonction du temps s'annulent. Dans l'approximation du centre guide et en supposant des temps d'évolution plus grands que ceux de la dérive, les dérivées temporelles des phases φ_i associées à chaque J_i s'annulent également (Roederer & Zhang, 2014). Cette équation est donc réduite à 3 dimensions et est valable uniquement sur des périodes de temps supérieures à une période de dérive (Northrop, 1963).

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{i,j=1}^{3}\frac{\partial}{\partial J_i}\left(D_{J_iJ_j}\times\frac{\partial f}{\partial J_j}\right) - \sum_{i=1}^{3}\frac{\partial}{\partial J_i}\left[\left(\frac{dJ_i}{dt}\right)_{fric} f\right] + Sources - Pertes \quad [22]$$

Le premier terme du membre de droite correspond à la diffusion induite par les processus physiques prenant part à la dynamique des ceintures de radiation. Le second terme représente les processus non diffusifs liés à des décélérations non-stochastiques dont la friction en énergie (détaillée dans la section 2.4.1.).

La modélisation des ceintures de radiation repose sur la résolution de l'équation de Fokker-Planck dans l'espace (y,E,L^*). Elle est mieux adaptée à la fois à l'estimation des coefficients de diffusion et à la comparaison directe avec les mesures in situ que l'espace (μ, J, Φ) défini par les invariants adiabatiques (présentés dans le Chapitre 2 section 2.1)(Santos-Costa, 2001).

Cette reformulation repose sur une séparation des mouvements : le mouvement de dérive est traité séparément à travers une équation de diffusion unidimensionnelle selon Φ, tandis que la giration et le rebond sont modélisés par une diffusion bidimensionnelle dans le plan (μ, J), puis convertis en (y, E). Dans le cadre de ce travail de thèse, je m'intéresse spécifiquement au cas des électrons, dont la dynamique est décrite par l'équation suivante :

$$\begin{aligned}\frac{\partial f}{\partial t} = {} & \frac{1}{G_1}\frac{\partial}{\partial y}|_{\{E,L^*\}}\left(G\, D_{yy}\frac{\partial f}{\partial y}|_{\{E,L^*\}} + G_1 D_{yE}\frac{\partial f}{\partial E}|_{\{y,L^*\}}\right) \\ & + \frac{1}{G_1}\frac{\partial}{\partial E}|_{\{y,L^*\}}\left(G_1 D_{EE}\frac{\partial f}{\partial E}|_{\{y,L^*\}} + G_1 D_{yE}\frac{\partial f}{\partial y}|_{\{E,L^*\}}\right) \\ & + G_2\frac{\partial}{\partial L^*}|_{\{J_1,J_2\}}\left(G_2 D_{L^*L^*}\frac{\partial}{\partial L^*}|_{\{J_1,J_2\}}\right) - \frac{1}{G_1}\frac{\partial}{\partial E}\left(G_1\frac{\partial E}{\partial t}\, f\right) \\ & - Pertes\end{aligned} \quad [23]$$

Avec G_1 le jacobien de la transformation $(M, J, \Phi) \rightarrow (M, J, L^*)$ et G_2 le jacobien de la transformation $(M, J, L^*) \rightarrow (E, y, L^*)$. Dans cette formulation, la diffusion en énergie et en angle d'attaque s'effectue à L^* constant, tandis que la diffusion radiale s'opère à moment magnétique M et moment longitudinal J constants.

2.4 Le code Salammbô de modélisation des ceintures de radiation

Développé à l'ONERA depuis 1990, Salammbô est un code scientifique de modélisation des ceintures de radiation. Conçu à l'origine pour accéder à l'état stationnaire des ceintures en s'appuyant sur les mesures de la mission CRRES (Johnson and Kierein, 1992), il a ensuite évolué pour intégrer la dynamique temporelle et de nouveaux processus physiques (Beutier, 1993; Bourdarie, 1996). Le code se distingue par sa capacité à simuler à la fois les ceintures d'électrons et de protons, et a été décliné pour plusieurs planètes, telles que Jupiter et Saturne (Santos-Costa, 2001; Lorenzato, 2012).

Salammbô 3D

La version tridimensionnelle du code Salammbô électron permet de modéliser la dynamique des particules des ceintures de radiation à haute énergie (entre 300 keV et 5 MeV) dans l'espace (E, y, L^*) (Figure 2-5).

Son formalisme repose sur une simplification de l'équation de Boltzmann, initialement définie dans un espace à six dimensions. Cette simplification est rendue possible en moyennant sur les phases associées aux trois mouvements élémentaires des particules piégées : la giration, le rebond et la dérive. En particulier, la moyenne sur la phase de dérive (φ_3) suppose que les ceintures de radiation sont homogènes en longitude magnétique, ce qui permet d'éliminer la dépendance explicite à cette variable (voir équation [23]).

Cette hypothèse est bien vérifiée pour les particules de haute énergie, dont la période de dérive est courte (de l'ordre de l'heure) (Beutier, 1993), ce qui permet à la distribution azimutale de se lisser rapidement autour de la Terre. En revanche, pour les particules de basse énergie, cette

période devient plus longue, rendant les effets azimutaux non négligeables et invalidant l'hypothèse d'homogénéité. Dans ce contexte, Salammbô 3D ne permet plus de capturer correctement les structures locales ni les asymétries temporelles liées, par exemple, aux variations du champ électrique.

Depuis ses premières implémentations, Salammbô 3D a fait l'objet d'améliorations continues visant à affiner la modélisation des processus physiques et à améliorer la robustesse numérique. Ces efforts sont notamment illustrés par les travaux successifs de Beutier (1993), Bourdarie, (1996) et Varotsou (2005) qui ont contribué à l'enrichissement progressif du modèle physique et de ses capacités de résolution.

Initialement basé sur un schéma aux différences finies avec un pas de temps explicite (Euler explicite), le code a récemment évolué vers une formulation en volumes finis avec schéma implicite (Euler implicite), apportant un gain en stabilité et précision numérique (Dahmen, 2020).

Salammbô 4D

Pour étendre les capacités de modélisation aux particules de basse énergie, une version quadridimensionnelle de Salammbô a été développée. À ces énergies, la période de dérive devient trop longue pour justifier l'hypothèse d'homogénéité azimutale utilisée dans la version 3D. Il devient alors nécessaire de suivre explicitement la position azimutale des particules au cours de leur mouvement. Par ailleurs, aux plus basses énergies, les effets du champ électrique magnétosphérique ne peuvent plus être considérés comme négligeables. Sa prise en compte est donc indispensable pour reproduire fidèlement la dynamique des particules dans les régions internes de la magnétosphère.

Pour cela, l'équation de diffusion a été reformulée en remplaçant la variable L^*, considérée jusque-là comme un invariant adiabatique, par une variable action à laquelle est associé son angle conjugué φ_3. Cette approche introduit explicitement la position azimutale des particules en temps magnétique local (MLT pour Magnetic Local Time en anglais), permettant de décrire les inhomogénéités azimutales et les variations locales lors du mouvement de dérive.

Par ailleurs, le formalisme de Salammbô 4D repose sur l'hypothèse que la distribution des particules le long des lignes de champ atteint rapidement un état d'équilibre au cours du mouvement de rebond. Cette hypothèse est justifiée par le fait que l'échelle temporelle du rebond est plus courte que celle du mouvement de dérive. Elle permet ainsi une moyenne sur la phase de rebond, supprimant la dépendance explicite à la coordonnée y le long de la ligne de champ. Cela permet de réduire l'espace des variables à trois dimensions : (E, L^*, MLT), comme représenté sur la Figure 2-5.

Toutefois, il convient de souligner que cette simplification constitue une approximation. En particulier, certains modèles (comme celui développé par Bourdarie (1996)) conservent explicitement la dépendance en longitude pour mieux représenter les variations fines du flux le long des lignes de champ.

Le modèle Salammbô 4D repose ainsi sur les variables adaptées à la dynamique des basses énergies tout en offrant une modélisation plus fine de leur évolution temporelle (Bourdarie, 1996; Herrera, 2017)

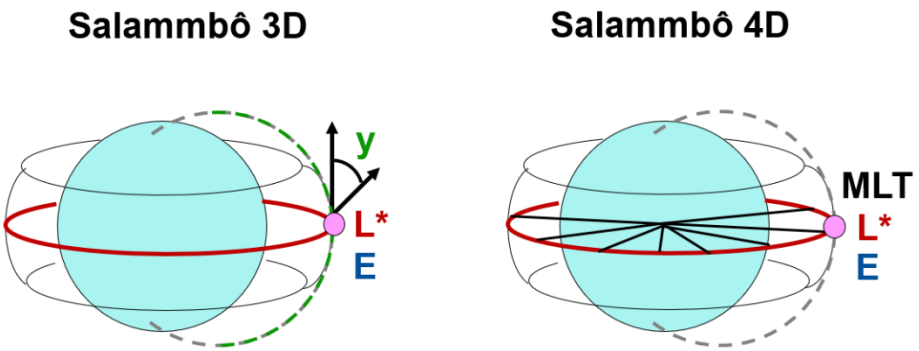


Figure 2-5 : Schéma illustrant les différentes approches de modélisation à travers les variables utilisées dans les codes Salammbô 3D et 4D.

2.4.1 Prise en compte de la physique des ceintures de radiation

Les processus physiques qui gouvernent la dynamique des ceintures de radiation sont nombreux et agissent à des échelles spatiales et temporelles variées. Pour en faciliter l'analyse, ils peuvent être regroupés en catégories selon leur rôle principal dans la dynamique des ceintures de radiation. La Figure 2-6 illustre les processus physiques prenant part à la dynamique des électrons ainsi que leur rôle principal dans celle-ci. Je distingue les processus physiques modélisés dans les codes Salammbô 3D et Salammbô 4D.

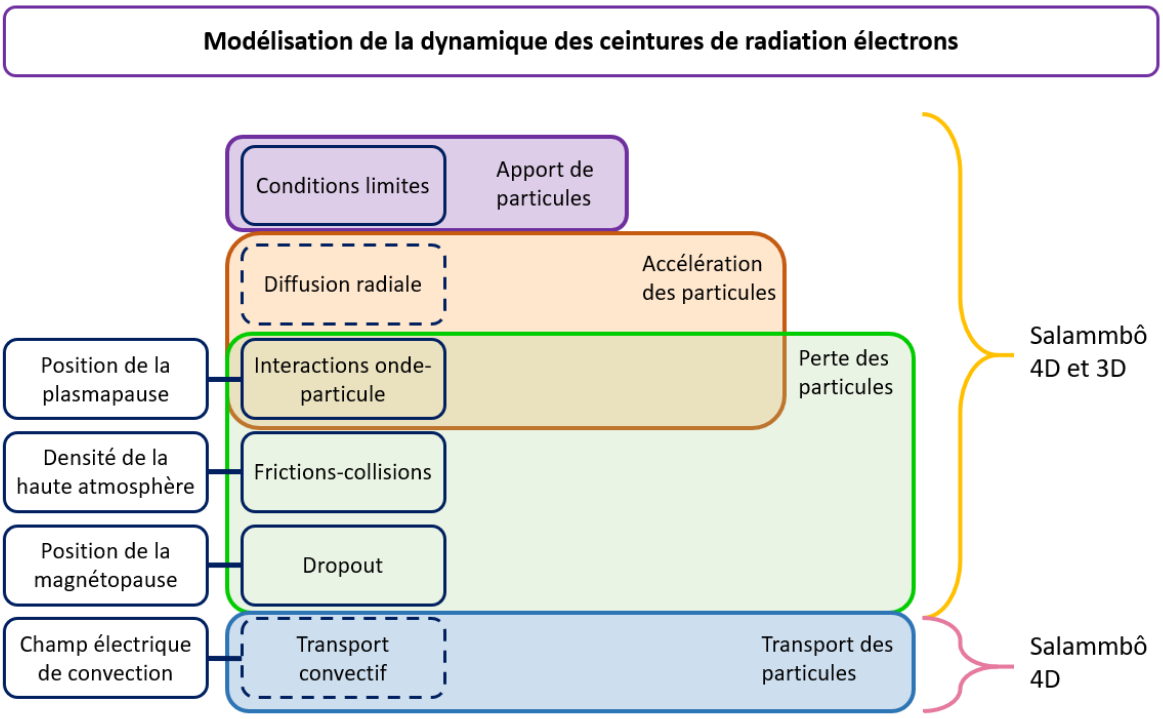


Figure 2-6 : Modélisation de la dynamique des électrons dans les codes Salammbô 3D et 4D. Processus physiques agissant comme apport de particules, processus physiques accélérant les particules piégées, processus physiques de perte de particules et transport de particules. Les processus globaux sont entourés d'un trait discontinu, tandis que les processus locaux sont délimités par un trait plein.

Conditions limites :

Bien que les conditions limites du code Salammbô ne soient pas un processus physique en soi, elles représentent l'injection de particules de basse énergie depuis la couche de plasma du

feuillet neutre magnétosphérique dans les ceintures de radiation. De ce fait, dans la modélisation, je les considère comme étant un terme d'apport de particules se faisant piéger.

Diffusion radiale :

Le processus de diffusion radiale (Fälthammar, 1965a) joue un rôle central dans la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation (Brautigam and Albert, 2000; Lanzerotti et al., 1978; Lanzerotti and Morgan, 1973; Ukhorskiy et al., 2005). Il décrit la réponse globale des particules piégées aux perturbations du champ magnétique, qui modifient lentement leur position radiale à travers la violation du troisième invariant adiabatique. En moyenne, ce processus se traduit par une diffusion des particules à travers les coquilles de dérive, tout en conservant les deux premiers invariants.

Ce déplacement peut s'opérer vers l'intérieur ou l'extérieur de la magnétosphère, selon la localisation des perturbations et la distribution spatiale des particules. Toutefois, en raison du gradient radial généralement décroissant de la densité de particules (moins de particules à faible L^*), le flux net de diffusion est souvent orienté vers l'intérieur, ce qui contribue à l'accélération des particules (par conservation du moment magnétique et augmentation du champ magnétique). Ce mécanisme constitue ainsi un apport efficace de particules de haute énergie à partir des populations injectées par les conditions limites.

L'intensité de la diffusion radiale est quantifiée par le coefficient de diffusion radiale (D_{LL}). Ce coefficient représente le taux moyen avec lequel les particules des ceintures de radiation changent de coquilles de dérive (Lejosne and Kollmann, 2020a). Le modèle le plus répandu dans la littérature est celui de Brautigam & Albert, (2000) qui propose une expression analytique de $D_{L^*L^*}$ dépendant uniquement de l'indice géomagnétique Kp , reflétant le rôle de l'activité géomagnétique sur ce processus. Dans le code Salammbô, le modèle de diffusion radiale utilisé est le modèle de Boscher, (2016). C'est un modèle analytique dépendant de l'indice Kp et qui est très similaire au modèle de Brautigam & Albert, (2000). Dans ce modèle, le coefficient de diffusion radiale est défini par :

$$D_{LL} = 10^{0.45 \times Kp - 8.985} L^{10.2} \quad [24]$$

Interactions ondes-particules :

L'interaction onde-particule désigne le processus fondamental par lequel s'opèrent les transferts d'énergie et de moment entre les ondes magnétosphériques et les populations d'électrons énergétiques piégées dans les ceintures de radiation terrestres. L'effet principal de ces interactions est la modification de la trajectoire des particules ou le transfert d'énergie au cours de leur giration, ce qui peut les accélérer ou les ralentir.

Selon leur fréquence et leur région, différentes familles d'ondes magnétosphériques interagissent avec les électrons à travers des mécanismes distincts. Les ondes électromagnétiques de basse fréquence, de type ULF, peuvent induire une violation du troisième invariant adiabatique. À plus haute fréquence, des ondes telles que les émissions de type Chorus, les Lightning Whistler et les Hiss ou encore les ondes EMIC peuvent violer le premier et le deuxième invariant adiabatique.

Dans la modélisation, ces interactions résonnantes onde-particule sont représentées par des termes diffusifs dans l'équation de Fokker-Planck. Elles induisent simultanément une diffusion en énergie, responsable de l'accélération des électrons dans la ceinture externe, et une diffusion en angle d'attaque, menant à leur perte par précipitation atmosphérique (Figure 2-6). Ces processus sont pris en compte dans Salammbô à partir des coefficients de diffusion calculés par le code WAPI (*Wave-Particle Interaction*), développé à l'ONERA (Boscher et al.,

2007; Sicard-Piet et al., 2008, 2014). Ce code évalue les coefficients de diffusion en énergie et en angle d'attaque en fonction des caractéristiques locales du plasma autour de la Terre (densité d'électron à l'intérieur et à l'extérieur de la plasmasphère).

L'environnement plasma est décrit à l'aide d'un modèle de densité équatoriale, qui permet de contraindre spatialement les zones d'interaction possibles. Le modèle utilisé dans le code Salammbô est celui de Carpenter & Anderson, (1992), fondé sur les données du récepteur à balayage de fréquence (SFR) du satellite ISEE 1(Durney and Ogilvie, 1979). Ce modèle estime la position de la plasmapause, en intégrant une dépendance vis-à-vis de l'activité géomagnétique à travers la valeur maximale de l'indice Kp sur 24 heures. L'expression de la position de la plasmapause en coordonnées L^* s'écrit :

$$L_{pp}^{*} = 5.6 - 0.46\, Kp_{max} \qquad [25]$$

Interaction particule-particule :

Parmi les processus de perte affectant les électrons piégés dans les ceintures de radiation, les collisions coulombiennes et la friction avec le milieu ambiant jouent un rôle prépondérant pour les électrons de basse énergie (typiquement entre 50 et 100 keV). Dans les régions denses de la plasmasphère, ces électrons subissent des collisions coulombiennes avec le plasma ambiant, entraînant une diffusion en angle d'attaque ainsi qu'une friction en énergie. Ce mécanisme favorise leur précipitation dans l'atmosphère (Ripoll et al., 2020) ainsi que la perte d'énergie des particules piégées dans ces régions.

Dans la modélisation, ces effets sont représentés par deux contributions distinctes dans l'équation de diffusion [23] : un coefficient de diffusion en angle d'attaque et un terme déterministe traduisant la perte d'énergie moyenne causée par les collisions coulombiennes avec le plasma froid. Ce dernier est directement lié à la densité du milieu traversé.

L'intensité de ces frictions et collisions dépend fortement de l'environnement local, en particulier de la densité de la haute atmosphère, qui contrôle l'efficacité de la précipitation des particules. Pour estimer ces effets dans Salammbô, on utilise des modèles empiriques de densité atmosphérique (Bruinsma, 2015; Bruinsma and Boniface, 2021; Hedin, 1987, 1991). Ces modèles permettent d'ajuster les taux de perte en fonction de la densité locale, conditionnant ainsi la dynamique des électrons.

« Dropouts » :

À côté de ces processus lents et continus, les ceintures de radiation peuvent aussi être affectées par des pertes rapides, appelées « *dropouts* » en anglais. Un *dropout* désigne une diminution rapide et importante du flux d'électrons énergétiques, pouvant atteindre plusieurs ordres de grandeur en quelques heures. Ces pertes concernent principalement la ceinture externe, entre environ 3 et 7 R_E, et affectent aussi bien les électrons que les protons. Deux mécanismes principaux sont reconnus pour expliquer ce phénomène :

- le *magnetopause shadowing*, lorsque la magnétopause se déplace brusquement vers la Terre, exposant les particules à des lignes de champ ouvertes qui les éjectent hors de la magnétosphère,
- et la précipitation atmosphérique induite par des interactions ondes-particules, notamment avec les ondes EMIC, capables de diffuser rapidement les électrons relativistes dans le cône de perte (Zhang et al., 2016).

Selon les conditions, les *dropouts* peuvent être dominés par un de ces mécanismes, ou résulter d'une combinaison des deux. Pour représenter ce phénomène, le code Salammbô 3D intègre les pertes rapides par traversée de la magnétopause à l'aide du modèle de position de la

magnétopause développé par Herrera et al., (2016). Ce modèle fournit une estimation de la position subsolaire de la magnétopause en fonction des conditions du vent solaire. Afin d'être intégré à Salammbô 4D, il a été étendu afin d'introduire une dépendance en MLT, bien que sa structure de base reste adaptée à Salammbô 3D. Ce mécanisme, souvent associé à des orages géomagnétiques, a un impact important sur la dynamique globale des ceintures et sera détaillé dans le Chapitre 3.

Transport convectif :

Enfin, le processus physique de transport convectif des particules piégées s'adresse à la modélisation de la dynamique des particules de basse énergie. Comme indiqué sur la Figure 2-6, ce processus physique est dépendant du champ électrique magnétosphérique et de la prise en compte du MLT. Il désigne le déplacement global, cohérent et directionnel des particules chargées sous l'effet d'un champ électrique à grande échelle. Ce processus, pris en compte uniquement dans Salammbô 4D, constitue l'une des spécificités majeures de cette version. Sa description et sa modélisation sont l'objet de la section 4.1 du chapitre 4.

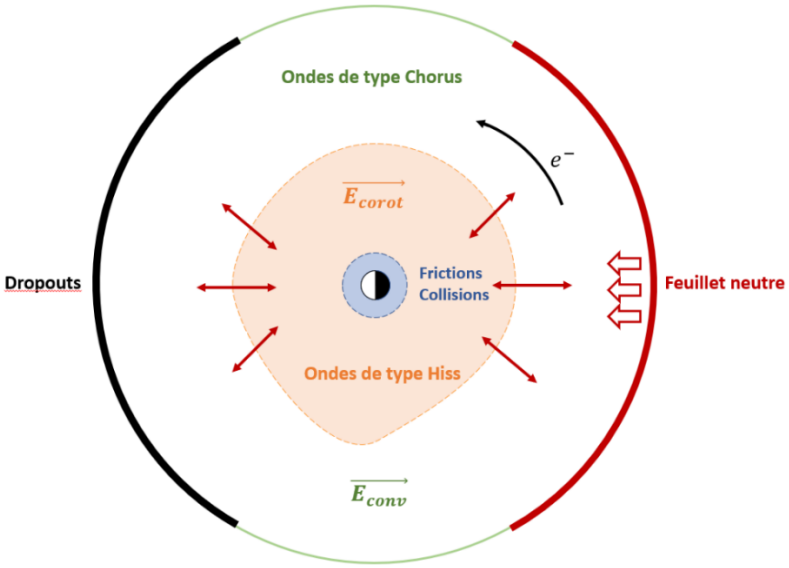


Figure 2-7: Schéma des différents processus prenant part à la dynamique des ceintures de radiation des électrons. La partie orange représente la plasmasphère, l'arc de cercle noir représente les pertes rapides à la magnétopause et l'arc de cercle rouge représente l'injection de particules depuis le feuillet neutre. Les flèches rouges représentent la diffusion radiale. La position des vecteurs $\vec{E}$ représente les domaines où dominent les différentes composantes du champ électrique magnétosphérique (figure reproduite de Herrera (2017)).

En résumé, la dynamique des électrons dans les ceintures de radiation résulte d'un équilibre qui s'établit entre plusieurs familles de processus physiques. D'un côté, les processus d'apport injectent de nouvelles particules et les accélèrent (en rouge sur la Figure 2-7), tandis que les processus de « pertes » les précipitent dans l'atmosphère ou les éjectent hors de la magnétosphère.

Ces mécanismes opèrent selon des logiques spatiales distinctes : certains sont globaux, comme la diffusion radiale ou le transport convectif (entourés d'un trait discontinu sur la Figure 2-6), et affectent l'ensemble des ceintures ; d'autres sont locaux, comme les *dropouts* ou les interactions ondes-particules (entourés d'un trait plein), dont l'action est restreinte à certaines régions.

Ainsi, la localisation des électrons dans la magnétosphère détermine leur exposition à ces différents mécanismes : résonance avec les ondes chorus hors plasmasphère, avec les ondes Hiss à l'intérieur, pertes rapides par *magnetopause shadowing* côté jour, ou précipitation

atmosphérique par collisions aux basses altitudes. La dynamique globale qui en découle façonne en permanence la distribution spatiale et énergétique des électrons piégés.

2.4.2 Focus sur la description théorique de Salammbô 4D

Comme indiqué précédemment, Salammbô 4D lève l'hypothèse d'homogénéité azimutale propre au modèle 3D, en introduisant explicitement la position azimutale des particules au cours de leur mouvement de dérive. Cette extension implique une reformulation de l'équation de Fokker-Planck (équation [22]), qui devient alors l'équation [26], exprimée dans l'espace des variables action-angle (J_i, φ_3). Outre les termes classiques de diffusion, de source et de perte, cette nouvelle formulation fait apparaître des termes d'advection associés à la dynamique le long des variables φ_3 (angle de dérive) et J_3 (troisième invariant) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\varphi_3}{dt}\frac{\partial f}{\partial \varphi_3} + \frac{dJ_3}{dt}\frac{\partial f}{\partial J_3} = \sum_{i,j=1}^{3} \frac{\partial}{\partial J_i}\left(D_{J_i J_j} * \frac{\partial f}{\partial J_j}\right) - \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial}{\partial J_i}\left[\left(\frac{dJ_i}{dt}\right)_{fric} f\right] + Sources - Pertes \quad [26]$$

Bien que formulée dans l'espace des variables action-angle (J_i, φ_3), l'équation [26] est résolue dans une base plus directement interprétable du point de vue physique : (E, y, L^*, φ_3). Ce changement de variables permet de travailler avec des grandeurs directement liées à l'énergie cinétique, à l'angle d'attaque et à la position magnétosphérique des particules, facilitant ainsi l'analyse et l'interprétation des résultats.

Le passage à cette nouvelle base fait apparaître un jacobien de transformation $G(J \to I)$, qui intervient dans les termes de diffusion et de friction. Par ailleurs, le troisième invariant adiabatique J_3 étant une fonction de L^*, la dérivée selon J_3 peut être directement réécrite en fonction de L^*. L'équation de transport devient alors :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\varphi_3}{dt}\frac{\partial f}{\partial \varphi_3} + \frac{dL^*}{dt}\frac{\partial f}{\partial L^*} = \sum_{i,j=1}^{3} \frac{1}{G}\frac{\partial}{\partial I_i}\left(G D_{I_i I_j} * \frac{\partial f}{\partial I_j}\right) - \sum_{i=1}^{3} \frac{1}{G}\frac{\partial}{\partial I_i}\left[G\left(\frac{dI_i}{dt}\right)_{fric} f\right] + Sources - Pertes \quad [27]$$

avec $I = (E, y, L^*, \varphi_3)$ l'ensemble des nouvelles variables de travail.

L'introduction de φ_3, l'angle de dérive, permet de représenter explicitement la dépendance azimutale du transport des populations de particules autour de la Terre, en rompant l'approximation d'azimutalité uniforme. Dans la modélisation, φ_3 est approché par le temps magnétique local, ce qui rend possible la prise en compte des anisotropies azimutales typiques de la distribution des électrons de basse énergie.

Les termes d'advection dans le membre gauche de l'équation traduisent physiquement la violation du troisième invariant adiabatique, c'est-à-dire l'effet du champ magnétique non stationnaire et non symétrique sur la trajectoire des particules. Ce formalisme permet de descendre à des échelles de temps inférieures à la période de dérive, et ainsi d'étudier la dynamique fine des électrons de basses énergies.

La vitesse d'advection des particules est définie, dans l'espace de coordonnées géographiques (r, θ, φ), par (Schulz, 1991) :

$$\overrightarrow{v_D} = \frac{J_1}{mB^2}(1 + 2\,cotan^2\,\alpha)\,\vec{B} \wedge \vec{\nabla} B + \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2} \quad [28]$$

Cette expression comporte un terme de dérive magnétique (correspondant au premier terme du membre de droite) et un terme électrique (correspondant au second terme du membre de droite). Cependant, cette équation étant décrite dans le système de coordonnées géographiques, il est important de la retranscrire dans l'espace des phases afin de pouvoir l'intégrer au code Salammbô 4D.

Dans l'espace $(J_1, J_2, J_3, \varphi_3)$, je peux les relier à l'aide des équations de Hamilton-Jacobi (Beutier, 1993; Herrera, 2017). Cela donne :

$$\begin{cases} \dfrac{dJ_3}{dt} = -\dfrac{\partial H}{\partial \varphi_3} \\ \dfrac{d\varphi_3}{dt} = \dfrac{\partial H}{\partial J_3} \end{cases} \quad [29]$$

Je considère l'Hamiltonien comme étant égal à l'énergie totale du système (énergie magnétique + énergie électrique)(Beutier, 1993).

$$H = MB + |q|V \quad [30]$$

avec M le moment magnétique de la particule, B l'intensité du champ magnétique, q sa charge et V le potentiel électrique. A partir de l'expression du Hamiltonien et des équations de Hamilton-Jacobi, je vais détailler les vitesses d'advection selon les deux coordonnées φ_3 et L^*, ceci en explicitant les parties magnétiques et électriques.

<u>Vitesse d'advection azimutale :</u>

A l'image de la formule générale [26], la vitesse d'advection azimutale comporte deux composantes : une composante liée au champ magnétique et une composante issue du champ électrique magnétosphérique :

$$\left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_{tot} = \left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_B + \left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_E \quad [31]$$

La contribution électrique à la vitesse d'advection azimutale peut être obtenue en considérant le champ électrique comme une perturbation apportée au champ magnétique dans l'Hamiltonien, conformément à la théorie canonique des perturbations (Goldstein, 2000). En effet, les invariants adiabatiques sont définis en l'absence de champ électrique ; or, dans la magnétosphère, ce dernier est omniprésent et doit être pris en compte.

Lorsque le champ électrique dérive d'un potentiel électrostatique scalaire, cette perturbation modifie l'Hamiltonien par une contribution de type $-q\Phi$. La composante électrique de la vitesse de dérive selon φ_3 s'en déduit alors sous la forme :

$$\left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_E = \frac{\partial(|q|V)}{\partial J_3} = \frac{dL^*}{dJ_3}\frac{\partial(|q|V)}{\partial L^*} \quad [32]$$

Avec V le potentiel scalaire électrique défini par le modèle de champ électrique considéré. En utilisant la relation :

$$\frac{dL^*}{dJ_3} = -\frac{{L^*}^2}{|q|B_0 a^2} \quad [33]$$

La contribution du champ électrique devient :

$$\left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_E = -\frac{L^{*2}}{a^2 B_0}\frac{dV}{dL^*} \quad [34]$$

Comme évoqué précédemment, le mouvement de dérive des particules autour de la Terre résulte du gradient longitudinal du champ magnétique. La vitesse de dérive azimutale associée dépend alors fortement du modèle de champ magnétique considéré. Dans le cas le plus simple, où l'on adopte un champ magnétique dipolaire, cette vitesse peut être exprimée analytiquement à partir de la formulation hamiltonienne du mouvement moyenné (voir Bourdarie, 1996) :

$$\left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_B = -\frac{6J_1}{L^{*2}a^2 m y^2}\frac{D(y)}{T(y)} \quad [35]$$

$$T(y) = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\theta_m} \frac{sin\theta\,\sqrt{1+3\cos^2\theta}}{\sqrt{1-y^2(B/B_{eq})}}d\theta \quad [36]$$

$$D(y) = \frac{1}{2}\,T(y) - \frac{1}{12}\,Y(y) \quad [37]$$

$$Y(y) = 2\int_{\pi/2}^{\theta_m} sin\theta\sqrt{1+3\cos^2\theta}\,\sqrt{1-y^2(B/B_{eq})}d\theta \quad [38]$$

Au final, la vitesse de dérive azimutale totale s'écrit :

$$\left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_{tot} = -\frac{6J_1}{L^{*2}a^2 m y^2}\frac{D(y)}{T(y)} + \frac{L^*}{a^2 B_0}\frac{dV}{dL^*} \quad [39]$$

Vitesse d'advection radiale :

Dans l'équation de Boltzmann 4D apparait la variation temporelle de la variable action J_3. Je dois convertir cette expression pour en faire une dérivée temporelle suivant L^*.

J'ai donc :

$$\frac{dL^*}{dt} = \frac{dL^*}{dJ_3}\frac{dJ_3}{dt} \quad [40]$$

D'après les relations [29] et [33], l'équation [40] devient :

$$\frac{dL^*}{dt} = \frac{L^{*2}}{|q|\,B_0 a^2}\frac{\partial H}{\partial \varphi_3} \quad [41]$$

D'après l'équation [30], je retrouve l'expression de la vitesse d'advection radiale :

$$\frac{dL^*}{dt} = -\frac{L^{*^2}}{a^2 B_0}\frac{dV}{d\varphi_3} \quad [42]$$

Avec V l'amplitude du potentiel du champ électrique magnétosphérique et B_0 la valeur du champ magnétique à la surface de la Terre.

Les expressions des vitesses de dérive présentées dans cette section dépendent du modèle de champ électrique choisi. Lorsque ce champ ne se limite pas à un potentiel simple, le calcul des vitesses devient nettement plus complexe. Les développements détaillés pour différents modèles de champ électrique sont présentés dans le chapitre 4.

2.5 Etat des lieux de Salammbô 4D et objectifs de la thèse

Le code Salammbô 4D a été initialement développé dans Bourdarie (1996) comme une extension du modèle 3D proposé dans Beutier (1993), afin d'introduire explicitement la dépendance azimutale des particules dans la modélisation des ceintures de radiation. Sa première implémentation reposait sur une grille en variables adiabatiques $(J_1, J_2, J_3, \varphi_3)$ et intégrait un terme de transport convectif, marquant une avancée notable par rapport à la version 3D.

Le formalisme a ensuite évolué vers une base (E, y, L^*) mieux adaptée à l'interprétation physique des résultats. Dans ce contexte, Herrera, (2017) a développé la version ultérieure, en introduisant explicitement la dépendance en temps magnétique local. Cette extension de la base (E, y, L^*) en (E, L^*, MLT) permet de capturer les asymétries azimutales caractéristiques des particules de basse énergie, auparavant moyennées dans les versions antérieures. Ce travail s'est accompagné de l'implémentation d'un limiteur numérique, conçu pour contrôler les erreurs associées au transport convectif dans un cadre 4D.

Toutefois, Salammbô 4D conserve en grande partie l'architecture du modèle 3D initial, dans lequel la dépendance en MLT a été ajoutée de manière simplifiée. Plusieurs modules physiques n'ont pas été pensés pour le cadre 4D :

- Le champ électrique reste représenté par un modèle symétrique de premier ordre, sans reproduction de l'asymétrie jour-nuit observée dans les mesures (Volland, 1973).
- Les interactions onde-particule reposent sur des coefficients de diffusion moyennés, simplement modulés en MLT.
- Le modèle de pertes rapides conserve sa structure issue du 3D, limitant la résolution spatiale des processus de précipitation.
- Les conditions aux limites sont extrapolées depuis des profils 3D, avec une modulation en MLT analytique.

Par ailleurs, des structures telles que la plasmapause, qui devient fortement asymétrique en période d'orage avec la formation du plume côté après-midi (Goldstein et al., 2003a), influencent directement la localisation des mécanismes d'interaction. L'intégration d'une dépendance en MLT avec une précision adéquate dans les modules de diffusion, de perte et de transport est donc essentielle pour garantir la représentativité physique des simulations dans Salammbô 4D.

Pour évaluer les limites du code Salammbô 4D telles qu'elles existaient au début de cette thèse, je m'appuie sur une simulation de l'orage géomagnétique de mars 2015 (panneau (a) de la Figure 2-8), comparée aux observations in situ de l'instrument MAGEIS de la sonde RBSP A (panneau (b)). Il convient toutefois de noter que les données mesurées sont moyennées en MLT, tandis que la simulation restitue un profil instantané pour un MLT fixé à 6H.

La comparaison met en évidence une surestimation des flux différentiels omnidirectionnels d'électrons de 300 keV pouvant atteindre deux ordres de grandeur au pic de l'orage. Par ailleurs, la formation du slot n'est pas aussi nette que dans les observations, ce qui suggère une sous-estimation des pertes liées aux ondes Hiss dans la modélisation actuelle des interactions onde-particule.

Les injections de particules apparaissent néanmoins correctement reproduites en temps et en intensité, bien qu'un peu moins longues que dans les données. En revanche, la position modélisée de la ceinture interne avant le pic de l'orage est décalée : située entre L^* = 2.5 et 3 dans la simulation, elle apparaît entre L^* = 1 et 2 dans les mesures.

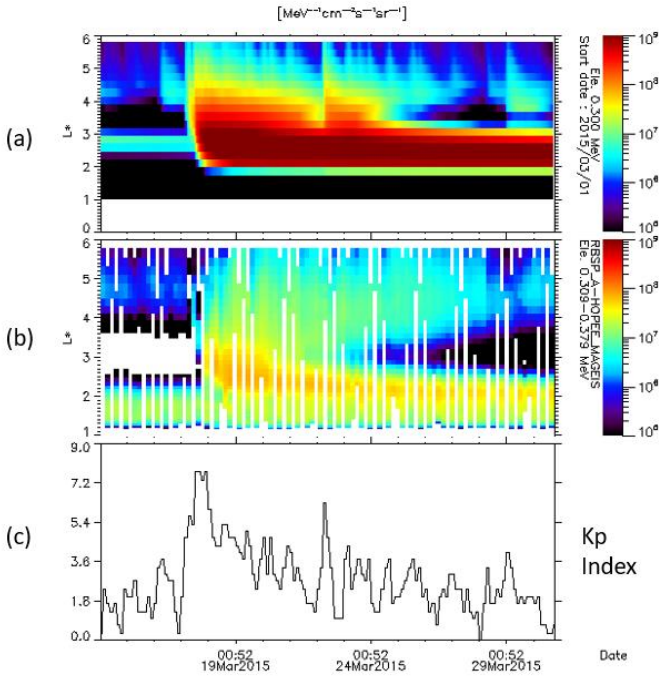


Figure 2-8 : Simulation Salammbô 4D des flux différentiels d'électrons équatoriaux de 300 keV à 6H MLT pour l'orage de mars 2015 (panneau (a)), flux différentiel omnidirectionnel à 300 keV du détecteur MAGEIS embarqué sur RBSP A (panneau(b)), indice géomagnétique Kp (panneau(c)) (figure reproduite de Herrera, (2017)).

Une seconde comparaison est effectuée par rapport aux mesures, cette fois à plus basse énergie. Pour cela, j'ai récupéré la trace du satellite RBSP B dans la simulation Salammbô 4D afin de ne pas introduire de biais à travers la position en L^* et en MLT du satellite. Je compare, sur la Figure 2-9, les flux différentiels omnidirectionnels d'électrons simulés par Salammbô 4D pendant la phase de relaxation de l'orage de mars 2015 aux mesures RBSP B sur la même période temporelle. Je peux relever que les flux d'électrons à 30 keV sont surestimés. A 100 keV, les particules sont plus proches de la première bissectrice tout en surestimant toujours les flux de particules. Cette tendance correspond bien à la sous-estimation des pertes par interaction résonnante relevée précédemment. Alors qu'à 300 keV, les flux de particules sont sous-estimés. En effet, cela peut être dû à l'effet conjugué d'une condition limite n'injectant pas assez de particules avec un transport radial (par diffusion radiale ou par transport convectif) trop fort poussant les particules trop rapidement vers les bas L^*.

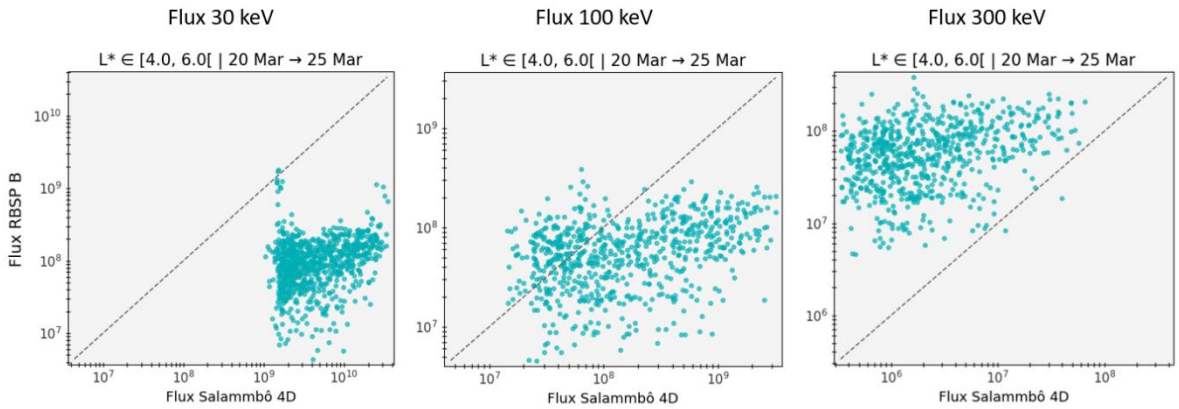


Figure 2-9 : Comparaison des flux différentiels omnidirectionnels d'électrons modélisés avec le code Salammbô 4D et ceux mesurés avec la sonde RBSP B pour différentes énergies dans la phase de relaxation de l'orage de mars 2015 pour des valeurs de L^*entre 4 et 6.

Ces écarts traduisent les limites de la représentation physique retenue dans la version existante du code. L'objectif principal de cette thèse est donc d'implémenter plusieurs évolutions ciblées

- L'intégration d'un champ électrique plus réaliste, restituant l'asymétrie jour-nuit observée dans les mesures,
- la refonte de la modélisation des interactions onde-particule, avec une prise en compte fine de la dépendance en MLT,
- l'amélioration des pertes rapides par traversées de la magnétopause,
- et la redéfinition des conditions aux limites, pour inclure une injection de particules dépendante du MLT cohérente avec les observations.

Ces développements visent à mieux comprendre la physique gouvernant la dynamique des particules de basse énergie, qui n'est pas encore bien traitée. À terme, une modélisation plus fidèle permettra une évaluation plus précise des effets des ceintures de radiation sur les systèmes spatiaux, notamment en ce qui concerne les phénomènes de charge de surface. Elle contribuera ainsi à renforcer les capacités de prévision de l'environnement radiatif, objectif structurant de la météorologie de l'espace, évoqué dans le chapitre 4.

Chapitre 3 : Modélisation des pertes par traversée de la magnétopause

Table des matières

3.1 Introduction aux pertes rapides par traversée de la magnétopause et leur modélisation 49

3.1.1 Pertes rapides et rôle de la magnétopause 49

3.1.2 État de l'art des modèles de magnétopause 49

3.1.3 Besoins pour la modélisation des ceintures de radiation 51

3.2 Développement d'un nouveau modèle de magnétopause 52

3.2.1 Construction d'une base de données long terme 53

3.2.2 Choix des indicateurs pilotant le modèle 54

3.2.3 Définition du modèle de magnétopause en fonction de L* et MLT 56

3.3 Evaluation des performances du modèle de magnétopause 60

3.3.1 Reproduction de la base de données 60

3.3.2 Etude de cas de l'orage de mars 2015 62

3.4 Validation du modèle de position de la magnétopause 63

3.5 Impact du nouveau modèle de magnétopause dans le code Salammbô 4D : l'orage de la Saint-Patrick en mars 2015 65

3.6 Conclusion 67

Préambule

Dans le cadre de l'amélioration de la représentativité physique du code Salammbô 4D, ce chapitre se concentre sur la modélisation des pertes rapides d'électrons par traversée de la magnétopause (*magnetopause shadowing*), un mécanisme clé lors des orages géomagnétiques. Ces pertes, soudaines et localisées, affectent particulièrement les électrons de haute énergie au-delà de $L^* \approx 5.5$, et doivent être intégrées aux codes de modélisation des ceintures de radiation. Après avoir rappelé les bases physiques du phénomène et les approches existantes dans la section 3.1, je développe, dans la section 3.2, un nouveau modèle semi-empirique de position de la magnétopause, formulé en L^* et en MLT et piloté par l'indice Kp, pour une intégration dans Salammbô 4D. Après l'évaluation des performances du modèle dans la section 3.3, ce modèle est validé par un jeu de données satellitaires dans la section 3.4, puis appliqué à l'étude de l'orage de mars 2015 dans la section 3.5.

3.1 Introduction aux pertes rapides par traversée de la magnétopause et leur modélisation

3.1.1 Pertes rapides et rôle de la magnétopause

La dynamique des ceintures de radiation est fortement influencée par des processus de pertes rapides, appelés *dropouts*. Parmi eux, le *magnetopause shadowing*, c'est-à-dire les pertes soudaines et intenses de particules par traversées de la magnétopause, illustrent l'impact de la dynamique de cette frontière sur les ceintures de radiation.

Ce processus se déclenche lors des périodes de forte activité solaire, lorsque l'augmentation de la pression dynamique du vent solaire (Formisano et al., 1979; Shue et al., 1998; Fogg et al., 2023) induit une compression significative de la magnétosphère, déplaçant la magnétopause vers des distances plus proches de la Terre. Ce déplacement modifie la position des coquilles de dérive et rompt la conservation du troisième invariant adiabatique des électrons piégés. Les particules, initialement confinées dans les ceintures de radiation, peuvent alors franchir la magnétopause et être perdues dans le vent solaire.

La perte est amplifiée par la diffusion radiale vers l'extérieur qui pousse les particules vers la magnétopause (Degeling et al., 2013). Ces deux processus agissent en même temps, augmentant fortement la probabilité de pertes dans la ceinture externe d'électrons (Matsumura et al., 2011; Tang et al., 2025; Wang et al., 2025). Il affecte principalement les électrons de plus de 300 keV (Allison et al., 2017; Kang et al., 2018). Ces pertes se produisent majoritairement pour des valeurs de L^* supérieures à 5 et peuvent atteindre jusqu'à 90 % des pertes d'électrons situés au-delà de $L^* = 5.5$ (Morley et al., 2010; Matsumura et al., 2011; Yu et al., 2013). Ce processus est particulièrement rapide, avec des temps caractéristiques inférieurs à 2 heures selon la pression dynamique du vent solaire (Zou et al., 2024).

3.1.2 État de l'art des modèles de magnétopause

La modélisation du processus de *magnetopause shadowing* nécessite une connaissance aussi précise que possible de la position de la magnétopause en fonction des conditions du vent solaire. De nombreux modèles ont été développés pour en déterminer la géométrie en fonction des conditions du vent solaire (Fairfield 1971; Formisano et al. 1979; Holzer et Slavin 1978; Petrinec, Song, et Russell 1991; Petrinec et Russell 1996; Roelof et Sibeck 1993; Shue et al. 1997; 1998; Sibeck 1991). La plupart de ces modèles représentent la magnétopause à l'aide d'une fonction elliptique ou parabolique, traduisant sa forme caractéristique du côté jour.

Le modèle de Petrinec et al., (1991) s'appuie sur une fonction ellipsoïdale ajustée aux données des satellites ISEE 1 et 2 (Durney and Ogilvie, 1979). Il a été complété par Petrinec & Russell, (1993), qui introduisent une approche fondée sur l'équilibre de pression pour estimer l'extension de la queue magnétosphérique. En 1996, ces deux approches sont unifiées dans le

modèle de Petrinec & Russell, (1996). Ce modèle présente une symétrie cylindrique et dépend de deux paramètres clés : D_p qui traduit la compression exercée sur la magnétopause et B_z qui contrôle l'équilibre des flux et le taux de reconnexion, influençant à la fois la taille et la forme de la magnétopause (Dungey, 1961).

Le modèle de magnétopause de Shue et al. (1997, 1998), appelé ci-après modèle de Shue, est largement adopté pour sa précision (Shue et al., 2000) et sa facilité d'implémentation. Il s'agit d'un modèle analytique construit sur une base de données de plus de 500 traversées de la magnétopause observées par les missions satellitaires ISEE 1 et 2 (Durney and Ogilvie, 1979), AMPTE/IRM (Bryant et al., 1985) et IMP 8. Ce modèle axisymétrique autour de l'axe Soleil-Terre est dépendant de la composante z du champ magnétique interplanétaire (B_z) et de la pression dynamique du vent solaire (D_p), établissant ainsi un lien entre la position de la magnétopause et les conditions en amont dans le vent solaire. Le modèle exprime la position de la magnétopause comme suit :

$$r_{mag} = r_0 \left(\frac{2}{1 + \cos(\theta)} \right)^{\alpha_{mag}} \quad [43]$$

$$r_0 = \{(10.22 + 1.29\, tanh\,[0.184(B_z + 8.14)])\}\left(D_p\right)^{\frac{1}{6.6}} \quad [44]$$

$$\alpha_{mag} = (0.58 - 0.007B_z)\left[1 + 0.024ln\left(D_p\right)\right] \quad [45]$$

Avec r_{mag} la distance entre la magnétopause et le centre de la Terre en R_E, θ l'angle de zénith du Soleil, r_0 la distance radiale de la magnétopause au point subsolaire et α_{mag} le niveau d'évasement de la magnétopause.

Le modèle de Shue a également servi de base à d'autres modèles. En particulier, Lin et al. (2010) ont développé une version étendue du modèle de Shue qui incorpore une magnétopause asymétrique à haute latitude. C'est un modèle intégrant, en plus des paramètres D_p et B_z, une dépendance à la pression magnétique du vent solaire (P_m) et à l'angle de tilt du dipôle magnétique de la Terre (ϕ). Il a été développé à l'aide d'une base de données contenant 980 traversées de la magnétopause par des satellites (comprenant Geotail, IMP et Cluster) et 1482 traversées du satellite Hawkeye. Ce modèle de position de la magnétopause prend en compte l'asymétrie nord-sud de la magnétopause et comprend également les indentations dues aux cornets polaires.

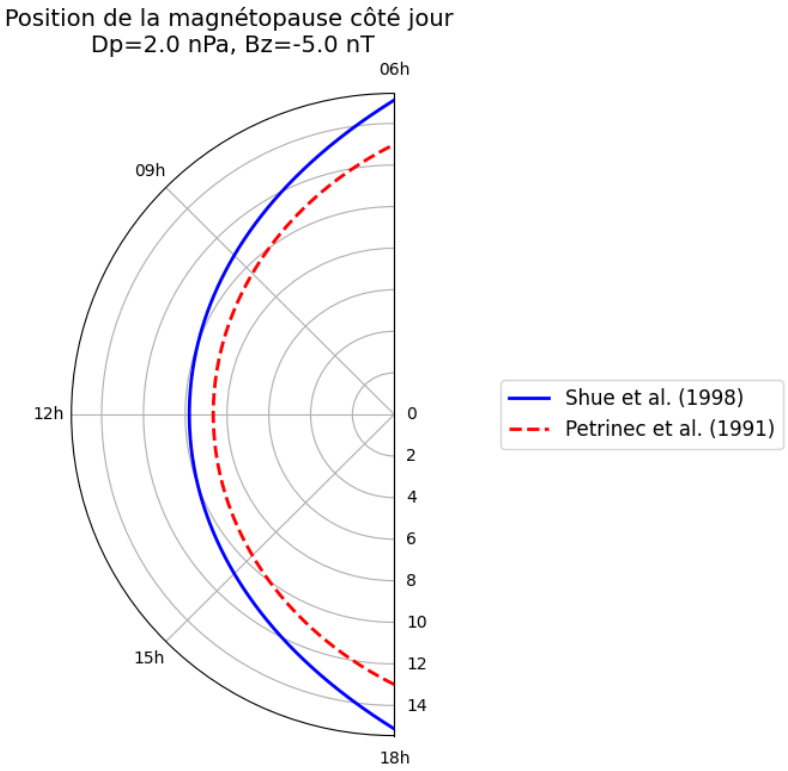


Figure 3-1 : Comparaison des positions estimées de la magnétopause pour $D_p = 5$ nPa et $B_z = -5$ nT selon deux modèles : Shue (1998) en bleu et Petrinec et al. (1991) en vert.

La Figure 3-1 met en évidence les différences entre deux modèles de magnétopause en comparant leurs estimations dans les mêmes conditions de vent solaire. J'observe que, bien que leur comportement général soit similaire, le modèle de Shue positionne la magnétopause plus loin que celui de Petrinec et al. (1991) et présente un profil plus évasé.

Ces modèles, bien qu'efficaces pour estimer la position de la magnétopause en rayon terrestre, ne répondent pas aux contraintes spécifiques de la modélisation des ceintures de radiation. Je détaille ci-après ces besoins et les limites des approches existantes.

3.1.3 Besoins pour la modélisation des ceintures de radiation

Pour représenter avec précision le mouvement des électrons autour de la Terre, le code Salammbô 4D s'appuie sur des coordonnées géomagnétiques plutôt que sur des coordonnées géographiques (comme vu dans le chapitre 2 section 2.4). Par conséquent, la prise en compte du phénomène de *magnetopause shadowing* nécessite un modèle de position de la magnétopause décrit dans un système de coordonnées géomagnétiques adapté.

Plusieurs travaux dans la littérature adoptent cette approche. Glauert et al. (2014a) ont proposé une approche fondée sur la localisation explicite de la dernière coquille de dérive fermée (*Last Closed Drift Shell* en anglais (LCDS)), notée L^*_{LCDS}, pour modéliser les pertes à la magnétopause dans le code BAS (Glauert et al., 2014b). La position de la LCDS est déterminée à partir du modèle de magnétopause de Shue et al. (1998) et prend en compte la dépendance en angle d'attaque. Lorsque L^* dépasse cette limite dynamique, un terme de perte supplémentaire, proportionnel à l'inverse de la demi-période de dérive, est ajouté à l'équation de diffusion.

De manière similaire, le code VERB 3D (Subbotin and Shprits, 2009) calcule également L^*_{LCDS} pour prendre en compte le *magnetopause shadowing* dans la modélisation (Wang et al., 2020). Xiang et al. (2017) et Olifer et al. (2018) ont montré que le recours au L^*_{LCDS} permettait de mieux

capturer les phénomènes de pertes par traversées de la magnétopause que l'utilisation directe de la distance en rayon terrestre donnée par le modèle de Shue.

Pour Salammbô 3D, Herrera et al. (2016) ont proposé un modèle de position en L^*, construit à partir du modèle de Shue. Ce modèle définit la position de la magnétopause à 12h MLT en convertissant la distance radiale donnée par le modèle de Shue en coordonnées géomagnétiques L^*. Lorsque cette conversion n'aboutit pas, il applique une relation affine reliant L^* et l'indice Kp, garantissant ainsi une valeur en toutes circonstances.

Dans la modélisation 4D des ceintures de radiation, l'approche se complexifie. Comme présenté dans la section 2.4 du chapitre 2, le mouvement de dérive des particules n'est plus moyenné, le spectre énergétique s'étend vers de plus faibles énergies, et un terme de transport est ajouté à l'équation de Fokker-Planck. Cette inclusion implique que le champ magnétique ne suffit plus à déterminer la dynamique des particules : les champs électriques magnétosphériques influencent fortement leur comportement. Par conséquent, implémenter directement le modèle 3D de Herrera et al. (2016) au code Salammbô 4D serait inadapté. Un modèle exprimant la position de la magnétopause via L^* et la phase de la particule le long du mouvement de dérive (φ_3) est nécessaire pour garantir sa compatibilité avec les simulations 4D, tout en assurant une exécution rapide.

Cependant, définir la position de la magnétopause en termes de MLT et de L^* pose des défis. Par définition, L^* décrit une coquille complète de dérive magnétique, ce qui en fait un paramètre intégré sur l'ensemble des cadrans MLT. Dans la modélisation 4D, les particules de basse énergie orbitent autour de la Terre sur des périodes relativement longues, souvent plus longues que le déplacement vers la Terre de la magnétopause en période de forte activité géomagnétique (Olifer et al., 2018). Lorsque la magnétopause se rapproche de la Terre et coupe une coquille de dérive, le destin des particules dépend de leur position par rapport à cette frontière. Celles situées à l'extérieur sont perdues, tandis que celles situées à l'intérieur restent dans les ceintures de radiation. Cependant, leur trajectoire ne suit plus une coquille de dérive bien définie : elle est mieux décrite par une coquille de dérive virtuelle, influencée à la fois par le champ magnétique terrestre et les champs électriques magnétosphériques (Burger et al., 1985; Stern, 1977).

Pour répondre aux besoins de la modélisation, il est nécessaire de développer un modèle de magnétopause en L^* et MLT. Pour ce faire, je m'appuie donc sur le modèle de Shue et al. (1998), largement reconnu pour sa précision et sa simplicité. Je présente le développement de mon nouveau modèle dans la prochaine sous-section.

3.2 Développement d'un nouveau modèle de magnétopause

Comme indiqué précédemment, le modèle de Shue fournit la position de la magnétopause en R_E, ce qui le rend incompatible avec Salammbô 4D, qui opère en coordonnée géomagnétique L^*. Une approche possible serait de calculer, à chaque instant, la position de la magnétopause en R_E, puis de la convertir en L^*. Cependant, cette méthode s'avère extrêmement coûteuse en calcul : pour un seul orage géomagnétique, l'opération nécessiterait près d'une journée de calcul.

Pour intégrer l'effet de la dynamique de la magnétopause dans Salammbô 4D sans alourdir le coût computationnel, il est nécessaire de disposer d'un modèle statistique exprimé en L^*, offrant à la fois précision et faible coût computationnel. Ce modèle est dérivé d'un jeu de données construit à partir du modèle de Shue, dont les positions ont été converties en L^* pour chaque secteur MLT côté jour.

Cette section décrit la méthodologie de génération de ce jeu de données, ainsi que le développement du modèle statistique de magnétopause qui en résulte.

3.2.1 Construction d'une base de données long terme

Afin de disposer d'une base de données comprenant la position de la magnétopause exprimée en termes de L^* et de MLT, il est nécessaire de convertir la distance donnée par le modèle de Shue en une valeur en L^* que l'on appelle L^*_{mp}. Cette transformation requiert l'utilisation d'un modèle réaliste du champ magnétique.

Pour ce faire, j'ai utilisé le modèle de champ magnétique de Tsyganenko 1989 (T89) (Tsyganenko, 1989a, b, c), un modèle numérique développé à partir de données des sondes IMP et HEOS (Hedgecock and Thomas, 1975). Contrairement aux modèles plus récents de Tsyganenko (Tsyganenko, 2002a; 2002b; Tsyganenko & Sitnov, 2007) qui intègrent le modèle de Shue, le modèle T89 ne comprend pas de frontière de magnétopause intégrée. Cela permet de ne pas biaiser le calcul lors de l'estimation de la magnétopause.

C'est un modèle empirique dont la prise en compte de la dynamique dépend uniquement de l'indice géomagnétique Kp. Malgré une paramétrisation simple, la précision de ce modèle de champ magnétique a été validée par des mesures in situ, y compris pour des conditions perturbées et de grandes distances radiales en L^* (Loridan et al., 2019).

La conversion de la position de la magnétopause en R_E vers L^* a été effectuée à l'aide de la librairie IRBEM (O'Brien and Bourdarie, 2012), via le module Python SpacePy (Morley et al., 2022). IRBEM est un ensemble de fonctions dédié à la modélisation des ceintures de radiation. Il permet notamment le calcul des coordonnées magnétiques et des coquilles de dérive en utilisant différents modèles de champ magnétique externe. Dans notre cas, le calcul repose sur le modèle T89. La fonction get_Lstar() de la librairie résout un problème d'inversion via un calcul itératif permettant de remonter aux L^* d'une coquille de dérive à partir de la position, de l'époque et de la valeur de Kp.

Le jeu de données a été généré à partir des valeurs horaires de Kp, D_p et B_z depuis la base OMNI (https://omniweb.gsfc.nasa.gov/) (représentée en vert sur la Figure 3-2), pour la période de 2000 à 2020. Les paramètres D_p et B_z ont permis de déterminer la position de la magnétopause en R_E, dans chaque secteur MLT du côté jour (de 6h à 18h MLT), via le modèle de Shue (indiqué en violet). Chaque distance obtenue a ensuite été projetée en L^*_{mp}, à l'équateur magnétique, en utilisant le modèle T89 avec la valeur horaire de Kp correspondante.

La base de données résultante (illustrée en bleu) contient, pour chaque heure de la période 2000–2020, les valeurs de Kp, D_p et B_z et les valeurs de L^*_{mp} pour chaque secteur MLT du côté jour. Ce jeu de données constitue la base d'entraînement pour le développement du modèle statistique de magnétopause présenté dans la suite de cette section.

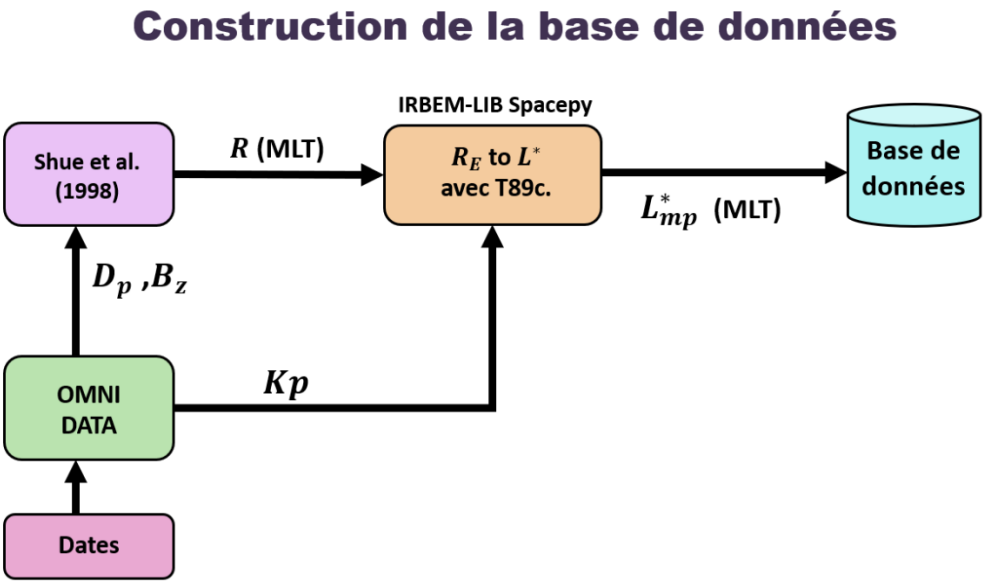


Figure 3-2: Diagramme décrivant le processus de construction du jeu de données à long terme. Les dates (en rose) permettent de récupérer les données OMNI (en vert) pour calculer la distance d'équilibre de la magnétopause (en violet) et la transformer de rayons terrestres vers L* (en orange), afin de produire le jeu de données final (en bleu).

3.2.2 Choix des indicateurs pilotant le modèle

Le modèle de Shue est piloté par D_p et B_z et le champ magnétique T89 est piloté par Kp. Ces trois paramètres influencent la position estimée de la magnétopause dans le jeu de données. Afin de construire un modèle simple et peu coûteux en temps de calcul, j'ai examiné les relations entre ces paramètres pour identifier le pilote principal de mon nouveau modèle.

La Figure 3-3 illustre la dispersion des valeurs de B_z en fonction de la valeur de D_p pour différentes plages de Kp. Bien que la distribution varie selon les intervalles de Kp, aucune corrélation claire entre ces trois paramètres n'émerge. En effet, pour une même valeur de Kp, D_p et B_z peuvent varier considérablement, et inversement.

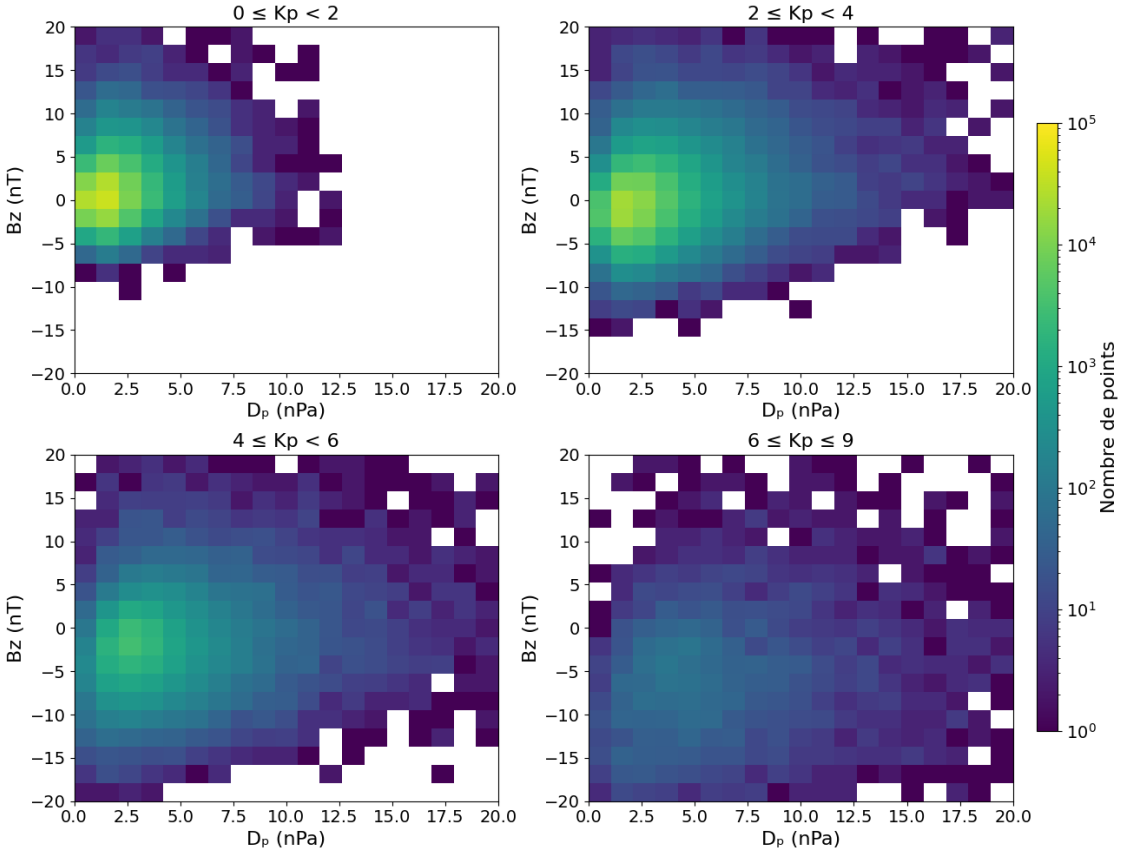


Figure 3-3 : Dispersion des valeurs de B_z en fonction de D_p par gamme de Kp.

Cette observation est confirmée par les matrices de corrélation sur la Figure 3-4. Le panneau (a) présente les coefficients de Pearson, qui mesurent la corrélation linéaire entre deux variables. Je relève une corrélation linéaire faible à modérée entre Kp et D_p ($r_{corr} = 0.5$), tandis que la relation entre Kp et B_z est faible ($r_{corr} = -0.33$) et la corrélation linéaire entre D_p et B_z est quasi nulle. Le panneau (b) montre les corrélations partielles mesurant la relation entre deux variables en retirant l'effet d'une troisième. Les valeurs sont similaires, mais le lien entre D_p et B_z devient modéré, révélant que Kp masquait partiellement cette relation dans le panneau (a).

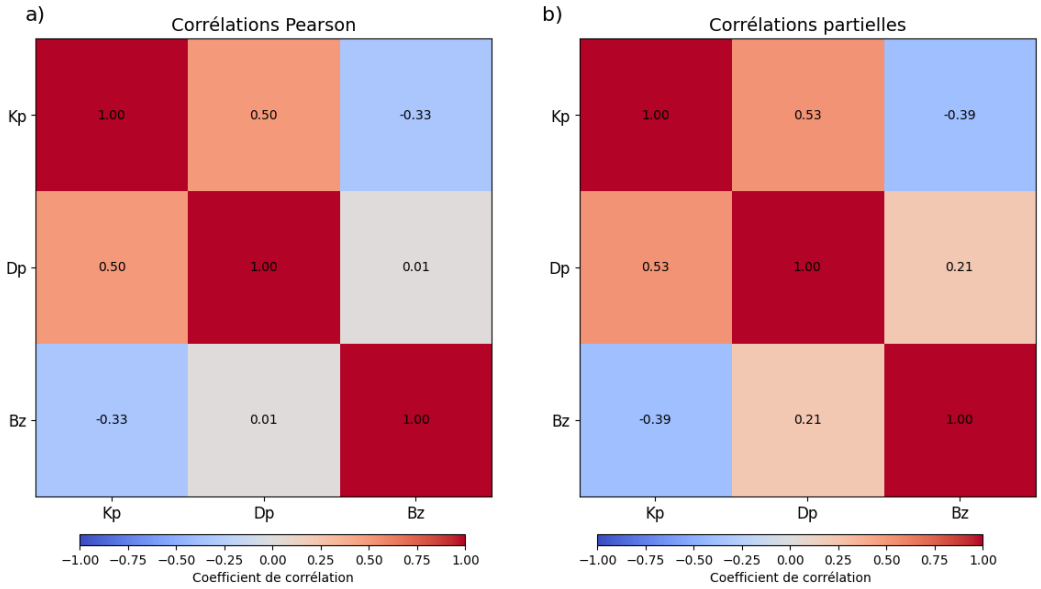


Figure 3-4 : Matrices de corrélation entre les trois paramètres pilotant le jeu de données. Le panneau (a) présente les coefficients de corrélation linéaire de Pearson et le panneau (b) représente les coefficients de corrélation partielle.

En l'absence de corrélation forte entre les paramètres solaires, l'indice Kp a été retenu comme variable principale pour mon modèle. Contrairement à D_p et B_z, qui reflètent des conditions instantanées mesurées au point de Lagrange L1, Kp intègre la réponse globale de la magnétosphère et capte les effets cumulés des paramètres du vent solaire (Borovsky & Denton, 2010). De plus, cet indice étant plus directement lié, d'un point de vue physique et dynamique, aux processus gouvernant les ceintures de radiation, ce qui le rend particulièrement pertinent pour piloter mon modèle.

Comme vu précédemment, cet indice est mesuré au sol de manière continue depuis 1932 et déjà utilisé dans plusieurs modèles empiriques (notamment T89C et le code Salammbô). Ces caractéristiques en font un choix robuste et cohérent pour mon modèle de magnétopause, en particulier dans un contexte de grande variabilité des conditions solaires en amont.

Néanmoins, malgré ce choix de paramétrisation, mon modèle prend également en compte D_p et B_z de manière indirecte, afin d'intégrer leurs effets spécifiques. Cette approche sera présentée en détail dans la section suivante.

3.2.3 Définition du modèle de magnétopause en fonction de L* et MLT

Afin d'en déduire un modèle compact, j'ai mené une analyse statistique sur le jeu de données contenant les valeurs de L^* en fonction du MLT calculé sur 20 ans. L'indice Kp, retenu comme pilote du modèle, a servi à regrouper les données selon quatre plages : 0-2, 2-4, 4-6 et 6-9.

La Figure 3-5 révèle une distribution temporelle moyenne de L^*_{mp} avec une forme caractéristique en « moustache », présentant une symétrie autour de 12h MLT, en accord avec celle du modèle de Shue. On observe également que l'augmentation de Kp modifie l'amplitude de la courbe sans altérer la forme, ce qui suggère que Kp agit comme un facteur d'échelle. Je peux ainsi envisager un modèle basé sur un point unique de la courbe (en l'occurrence la valeur à 12h MLT) extrait du jeu de données. Les valeurs des autres secteurs MLT peuvent alors être exprimées comme un facteur multiplicatif de cette valeur de référence.

La Figure 3-5 présente également le nombre de points valides utilisés pour le calcul des moyennes dans chaque secteur MLT. Ce nombre varie en raison de données manquantes dans la base OMNI ou en cas de non aboutissement du calcul du paramètre L^*, notamment lorsque la position géographique du modèle de Shue correspond à une ligne de champ magnétique ouverte dans le modèle T89C. Le secteur MLT avec le plus grand nombre de points valides est celui de 12h MLT, le nombre de points calculables diminue à mesure que l'on s'éloigne de ce secteur.

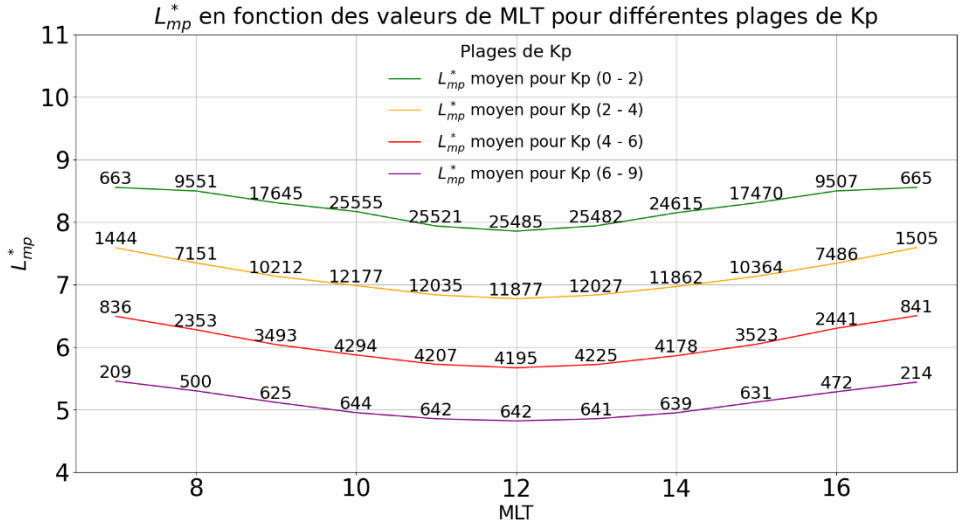


Figure 3-5 : Tracé de la distribution globale de l'ensemble des données, les courbes représentant les valeurs moyennes de L^*_{mp} triées par plages de Kp en fonction des valeurs de MLT et du nombre associé de points valides à chaque valeur de MLT.

La magnétopause est ici considérée comme étant la plus proche à 12h MLT, comme dans le modèle de Shue. Pour assurer la cohérence, j'ai éliminé les valeurs où la position de la magnétopause calculée est minimale en dehors de 12h MLT. Ces valeurs apparaissent lorsqu'il y a des incohérences entre la position géographique donnée par le modèle de Shue et la cartographie numérique du champ magnétique dans le modèle T89C. Ces cas ne dépassent jamais quelques pour cent de la valeur à 12h MLT.

Le secteur 10h MLT est le premier secteur MLT qui montre une valeur moyenne de L^*_{mp} plus élevée qu'à 12h MLT, avec une différence pouvant atteindre 2%. J'ai limité l'analyse statistique aux données disponibles à 10h MLT, garantissant ainsi que le jeu de données inclut principalement des positions de la magnétopause couvrant des valeurs de MLT entre 10h et 14h. Sans cette limitation, la quantité variable de données par cadran MLT aurait introduit un biais. Par exemple, la forte concentration de valeurs à 12h MLT, où la plupart des coquilles de dérive calculables sont situées, pourrait fausser les résultats pour d'autres secteurs MLT, aboutissant à un modèle performant à 12h MLT mais moins précis pour d'autres valeurs de MLT. Bien que cette approche réduise la taille du jeu de données, elle renforce la pertinence des données analysées. Comme établi précédemment, la valeur de L^*_{mp} à 12h MLT sert de référence pour le modèle de position de la magnétopause. Le jeu de données construit a donc été normalisé à l'aide de cette valeur. En conséquence, le jeu de données mis à jour consiste désormais en la valeur de L^*_{mp} pour chaque valeur de MLT du jour, normalisée par la valeur de L^*_{mp} à 12h MLT, pour les périodes où un point valide existe à 10h MLT.

La Figure 3-6 présente les distributions moyennes normalisées de L^*_{mp} (notées $\overline{L^*}_{mp}$) et les percentiles associés pour chaque plage de Kp en fonction de MLT. Le graphique montre en gris les zones correspondant aux MLT inférieures à 10h, où les variations liées à l'indice Kp sont

significatives. La distribution est plate autour de 12h MLT, avec au maximum une déviation inférieure à 2% à 11h MLT (et à 13h MLT) pour toutes les valeurs de Kp, et les valeurs de $\overline{L^*}_{mp}$ à 11h MLT et 13h MLT ont un maximum autour de 1% par rapport à la valeur à 12h MLT. Cela peut être interprété comme un alignement de la magnétopause avec une coquille de dérive spécifique dans les secteurs de MLT proches de midi que je peux assimiler à une LCDS. Par conséquent, mon modèle prend cette hypothèse en compte, de sorte que pour les secteurs MLT entre 11 et 13 :

$$L^*_{mp} = L^*_{mp}(MLT = 12) \quad [46]$$

De plus, les percentiles montrent que l'indice Kp a un impact non négligeable sur les secteurs MLT inférieurs à 10h, avec $\overline{L^*}_{mp}$ égal à 4% pour un Kp compris entre 0 et 2, et le percentile associé atteignant jusqu'à 5%. Cette observation suggère que l'indice Kp affecte la forme de la magnétopause et a la plus grande influence sur les valeurs de MLT les plus éloignées de 12h MLT. En outre, les variations de $\overline{L^*}_{mp}$ à 10h MLT sont cohérentes avec la dépendance de la position de la magnétopause par rapport à l'indice Kp.

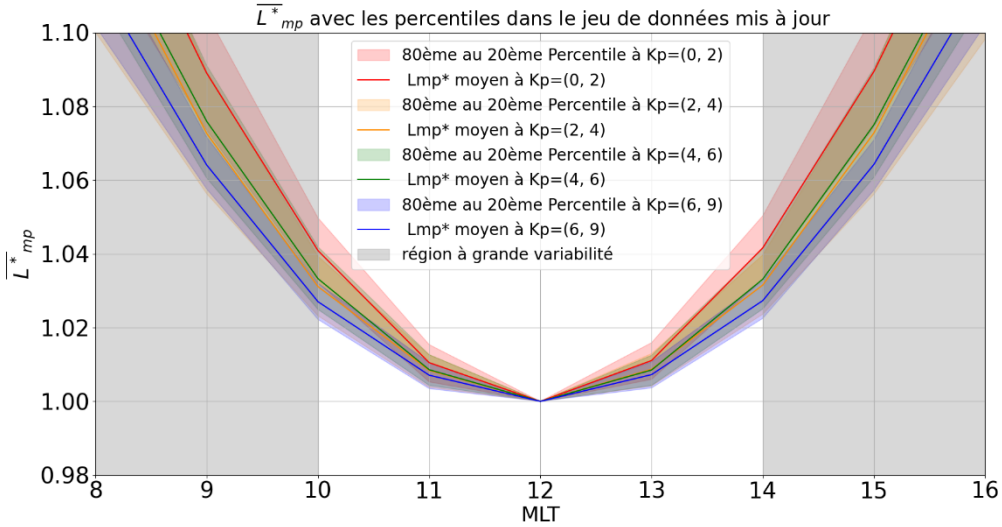


Figure 3-6 : Valeurs de $\overline{L^*}_{\mathrm{mp}}$ calculées par plages Kp (traits continus) et leurs 80$^{\text{éme}}$ à 20$^{\text{éme}}$ percentiles correspondants, en fonction du MLT (zones grisées) correspondant aux valeurs de MLT de grande variabilité.

Afin de quantifier l'influence de l'indice Kp sur la valeur de $\overline{L^*}_{mp}$ entre 10h et 14h MLT, j'ai représenté l'évolution de $\overline{L^*}_{mp}$ en fonction du Kp, comme le montre la Figure 3-7. D'une part, $\overline{L^*}_{mp}$ à 11h MLT présente une évolution quasi-constante en fonction de Kp et peut donc être considérée comme indépendante de Kp. D'autre part, pour les valeurs à 10h et 14h MLT, la courbe présente un "pic" autour de Kp = 5, qui a été identifié comme un artefact numérique dans le calcul de $\overline{L^*}_{mp}$. Cet artefact provient de l'utilisation du modèle T89C, qui introduit une classe Kp à 5-, 5, 5+, par rapport à la première version du modèle (Tsyganenko, 1989a).

La Figure 3-8 illustre la cartographie du rapport des amplitudes du modèle T89 entre 10h et 12h MLT. Elle met en évidence qu'à grande distance radiale, des incohérences apparaissent aux alentours de $Kp = 5$. Par conséquent, les points correspondant à ces valeurs de Kp n'ont pas été pris en compte lors de la construction de la ligne de régression (Figure 3-7). En procédant ainsi, l'évolution de $\overline{L^*}_{mp}$ à 10h MLT est bien représentée, au premier ordre, par la régression linéaire simple dans la Figure 3-7. L'impact de l'artefact sur la régression a été évalué, et il a été constaté qu'il n'avait pas d'effet significatif sur la ligne de régression.

Cette conclusion est soutenue par les différences minimales observées entre les deux lignes de régression, montrées en rouge et orange dans la Figure 3-7. Ce résultat est raisonnable, compte tenu du comportement cohérent de la courbe pour d'autres valeurs de Kp. Cette régression linéaire couvre les valeurs de Kp de 0 à 8, à l'exception de Kp 9 en raison du nombre insuffisant de points de données disponibles pour cette plage. Néanmoins, le modèle a été extrapolé à Kp 9, garantissant la définition du modèle pour toutes les valeurs de Kp.

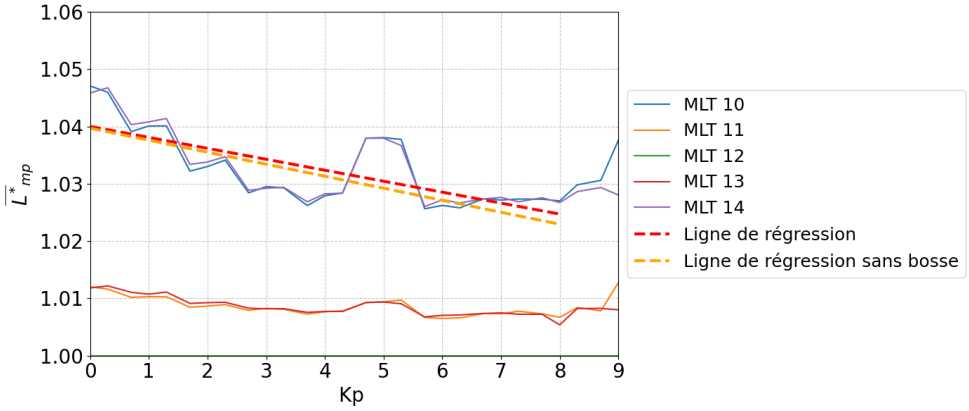


Figure 3-7 : Évolution de $\overline{L^*}_{mp}$, triée par valeurs de MLT, en fonction de l'indice Kp. Les lignes de régression linéaire sont représentées pour l'ensemble des données avec et sans l'artefact autour de $Kp = 5$.

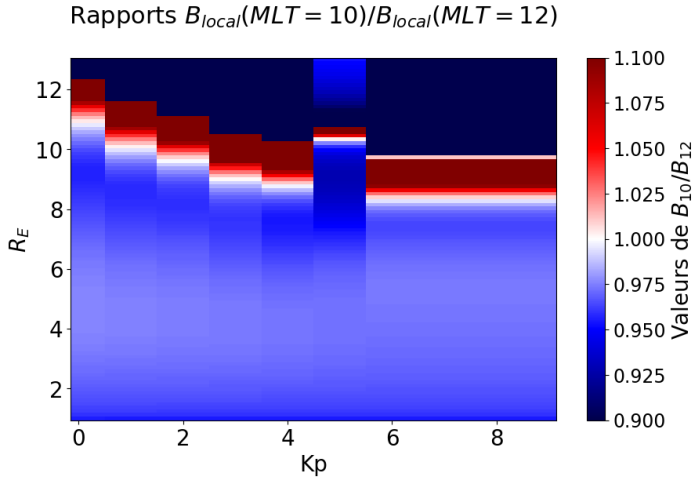


Figure 3-8 : Cartographie du rapport d'amplitude de champ magnétique B_{10h}/B_{12h} issu du modèle T89C. L'axe des ordonnées indique la distance radiale, l'axe des abscisses l'indice Kp, et la barre de couleur représente la valeur de ce rapport.

La valeur de $\overline{L^*}_{mp}$ à 10h MLT est donnée par l'équation [47] et son lien avec la valeur de L^*_{mp} est donné par l'équation [48].

$$\overline{L^*}_{\mathrm{mp}}\ (MLT = 10) = -0.00188 \times Kp + 1.0378 \quad [47]$$

$$L^*_{mp}(MLT = 10) = \overline{L^*}_{\mathrm{mp}}\ (MLT = 10) \times L^*_{mp}(MLT = 12) \quad [48]$$

Les équations [47] et [48] fournissent la valeur de L^*_{mp} à 10h MLT sur la base de l'indice Kp. Pour étendre le modèle aux tranches de MLT inférieures à 10h MLT, je définis une fonction affine reliant la valeur de L^*_{mp} à 10h MLT à la valeur de L^*_{mp} à 11h MLT. Cette fonction est ensuite extrapolée à d'autres tranches de MLT, établissant la dépendance en MLT du modèle comme suit :

$$L^*_{mp}(MLT) = (m * MLT + b) * L^*_{mp}(MLT = 12) \quad [49]$$

Avec

$$m = 1 - \bar{L^*}_{mp} \quad (MLT = 10) \quad [50]$$

$$b = 1 - m * 11 \quad [51]$$

En conclusion, je peux résumer le nouveau modèle comme suit et comme représenté dans la Figure 3-9. Le modèle est basé sur la valeur de L^*_{mp} à 12h MLT (en vert). La distribution plate décrite par l'équation [46] (en jaune) étend le modèle aux 11h et 13h MLT. La loi en fonction de Kp, qui définit la valeur L^*_{mp} du modèle à 10h MLT (en rouge), est spécifiée par les équations [47] et [48]. La fonction affine (en bleu) qui définit la valeur de L^*_{mp} dans les tranches de MLT allant de 6h à 10h est donnée par les équations [49] à [51]. Par conséquent, le L^*_{mp} à tous les intervalles de MLT du côté du jour peut être exprimé comme une fonction du L^*_{mp} à 12h MLT et de la valeur Kp, comme l'illustre la Figure 3-9.

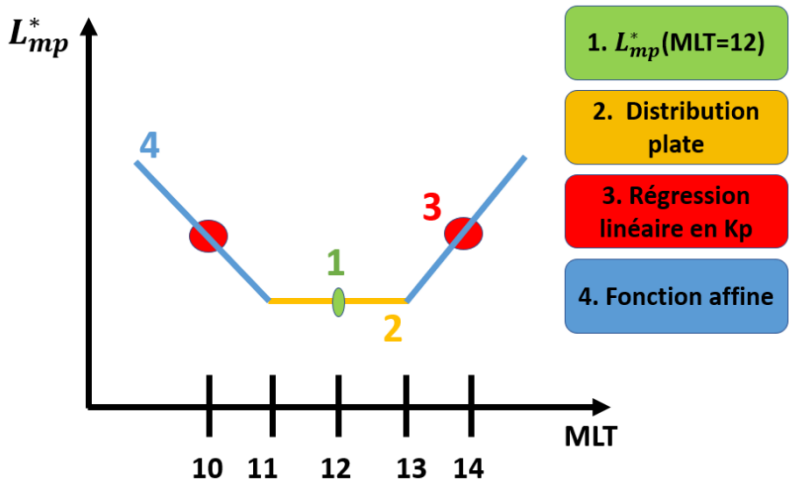


Figure 3-9 : Diagramme décrivant le processus de construction du modèle, avec la valeur de L^*_{mp} à 12h MLT (en vert) propagée à 11h et 13h MLT (en jaune), la régression linéaire en fonction de Kp donnant la valeur de L^*_{mp} à 10h et 14h MLT (en rouge), et la fonction affine étendant le modèle aux autres intervalles de MLT (en bleu).

3.3 Evaluation des performances du modèle de magnétopause

3.3.1 Reproduction de la base de données

Pour évaluer les performances de mon modèle, j'ai comparé sa précision à l'approche décrite dans Herrera et al. (2016). Cette approche est appelée ici « 3D model ». En revanche, le « 4D model » représente mon nouveau modèle de positionnement de la magnétopause dépendant du MLT. La précision de mon modèle a été évaluée en comparant ses estimations de L^*_{mp} à chaque secteur MLT côté jour avec les valeurs de l'ensemble de données de 20 ans sur lesquelles il est basé. La performance a été quantifiée à l'aide de la mesure de l'erreur quadratique moyenne (*Root Mean Square Error* pour RMSE en anglais), qui fournit une mesure interprétable de l'écart moyen entre les prédictions du modèle et les valeurs de l'ensemble de données.

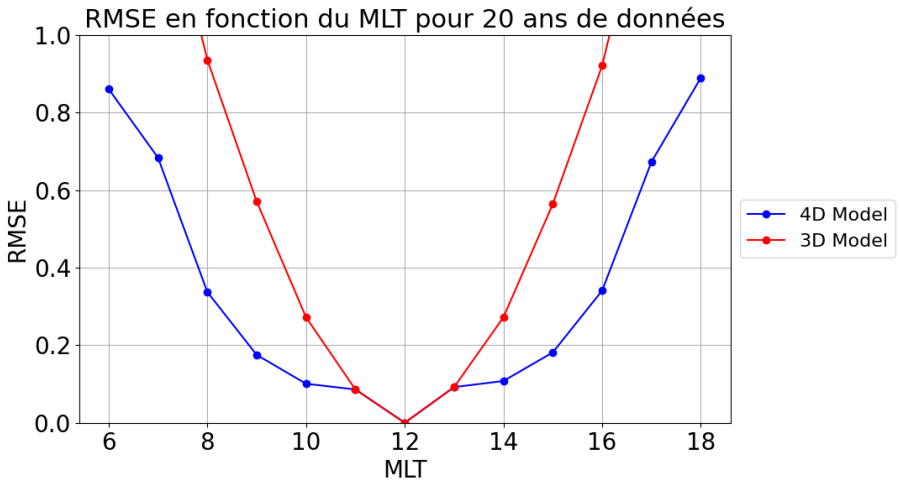


Figure 3-10 : Comparaison de la RMSE du nouveau modèle de position de la magnétopause (appelé 4D Model, en bleu) et de la RMSE de la valeur de L^*_{mp} à 12h MLT propagée à tous les cadrans MLT (appelé 3D Model, en rouge) en fonction du MLT.

La Figure 3-10 présente la distribution de la RMSE du modèle 4D et du modèle 3D pour les valeurs de MLT variant de 6h à 18h. La valeur RMSE du modèle 4D, entre 10h et 14h MLT, reste autour de 0,1, atteignant un minimum de zéro à 12h MLT. Ce résultat est conforme à la conception du modèle, qui suppose un plateau prolongeant la valeur L^*_{mp} de 12h MLT à deux heures MLT autour de midi. Au-delà de la plage 10h-14h MLT, la RMSE augmente, reflétant les limites de la régression linéaire et de la fonction affine appliquées aux secteurs MLT inférieurs à 10h MLT.

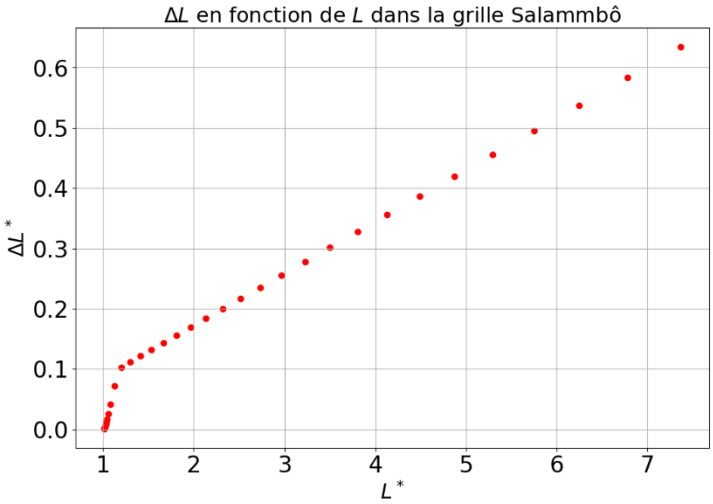


Figure 3-11: Pas de discrétisation du maillage de la grille en L^* de Salammbô 4D (ΔL^*)

Par ailleurs, la Figure 3-11 illustre le pas de discrétisation de la grille en L^* du code Salammbô. Je remarque que, pour les coquilles L^* principalement influencées par le *magnetopause shadowing* (L^* entre 6 et 8), le ΔL^* varie de 0,5 à 0,63. Cela signifie que, dans la Figure 3-10, lorsque la valeur RMSE est inférieure à 0,5, l'erreur reste inférieure à l'incertitude intrinsèque maximale de la grille L^* de Salammbô. Par conséquent, ces erreurs n'ont pas d'impact significatif sur la modélisation. Pour le modèle 4D, la RMSE reste inférieure à 0,5 pour des valeurs de MLT comprises entre 8h et 16h, ce qui démontre une bonne précision. En comparaison, le modèle 3D maintient une RMSE inférieure à 0,5 uniquement pour les cadrans MLT entre 10h et 14h, induisant ainsi des incertitudes complémentaires.

En outre, les valeurs des RMSE du modèle 3D augmentent à mesure que l'on s'éloigne de 12h MLT, ce qui indique que sa valeur L^*_{mp} fixée à 12h MLT ne se généralise pas bien à d'autres secteurs MLT. En revanche, le modèle 4D fournit une estimation plus précise de l'ensemble des données pour tous les cadrans MLT et tous les niveaux d'activité géomagnétique. Cette amélioration provient de sa dépendance directe au MLT et à l'indice Kp et de sa dépendance indirecte aux paramètres du vent solaire par le biais de la valeur de L^*_{mp} à 12h MLT.

3.3.2 Etude de cas de l'orage de mars 2015

Je compare mon modèle semi-analytique avec l'ensemble du jeu de données en prenant comme étude de cas l'orage géomagnétique de la Saint Patrick de mars 2015 (Baker et al., 2016; Goldstein et al., 2017; Li et al., 2016). Les résultats de la comparaison entre les estimations du modèle et les valeurs effectives sont présentés dans la Figure 3-12.

Je présente les courbes de L^*_{mp} pour 13h MLT (panneau (a)) et 15h MLT (panneau (b)) en fonction du temps. Dans ces tracés, les points bleus représentent l'ensemble de données, tandis que le nouveau modèle est représenté par le trait discontinu orange et le modèle 3D par la ligne verte continue. Le graphique du panneau (a), à 13h MLT, confirme la distribution plate des valeurs L^*_{mp} entre 11h et 13h MLT dans la construction du modèle. Le panneau (b) montre la difficulté du modèle 3D à reproduire les valeurs de l'ensemble des données au 15h MLT.

Alors que le modèle 4D fonctionne généralement bien, il y a une légère perte de précision dans la reproduction des valeurs L^* plus élevées le 15/03/2015 à 10 heures et le 16/03/2015 à 22 heures. Pendant ces périodes, la différence entre les données et le modèle est inférieure à 0,25. La différence entre la valeur L^*_{mp} du jeu de données, calculée à l'aide de D_p et B_z, et la valeur L^*_{mp} du modèle, basée sur la loi en Kp, peut être attribuée aux fluctuations pendant les périodes de faible activité géomagnétique. Pendant ces périodes, les valeurs de D_p, B_z et Kp peuvent varier de manière significative. Cette variabilité rend difficile la modélisation précise de la magnétopause en utilisant uniquement le paramètre Kp. Pour des valeurs de L^* comprises entre 7 et 8, la Figure 3-12 montre que les différences inférieures à 0,5 ne sont pas détectées par le code Salammbô 4D. Par conséquent, ces imprécisions mineures n'ont pas d'impact sur les résultats globaux de la modélisation.

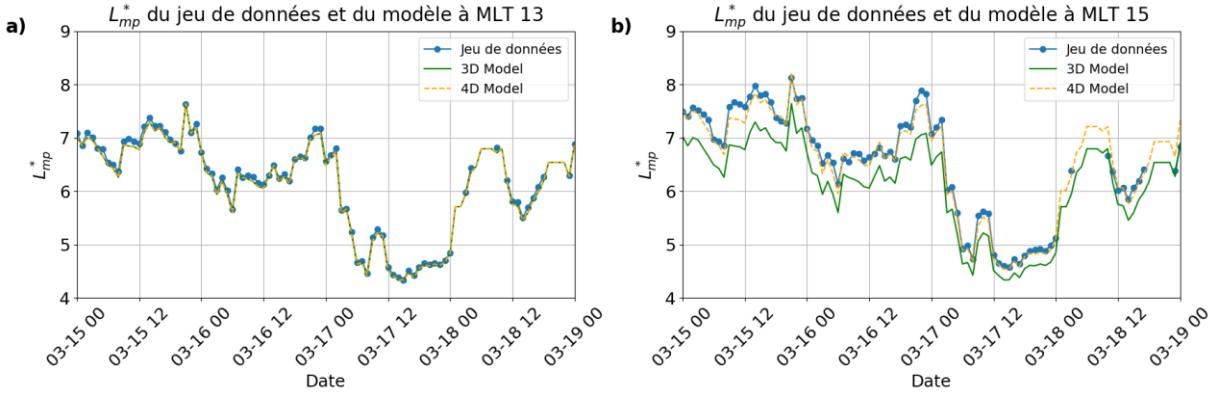


Figure 3-12 : Comparaison des valeurs modélisées de L^*_{mp} du nouveau modèle de localisation de la magnétopause (en trait discontinu orange), de la valeur modélisée de L^*_{mp} à 12h MLT (en ligne verte continue) et de la valeur de L^*_{mp} du jeu de données utilisé pour créer le modèle à 13h MLT (panneau (a)) et à 15h (panneau (b)) pendant l'orage de la Saint-Patrick de mars 2015.

Le nouveau modèle est performant au pic de l'orage géomagnétique, lorsque la magnétopause est la plus proche de la Terre. Il s'agit d'une condition essentielle pour une modélisation précise de la dynamique des ceintures de radiation. Un avantage notable de ce modèle semi-analytique est sa capacité à générer de manière fiable des valeurs de L^*_{mp} même lorsque les

données temporelles sont absentes. Par exemple, alors que le jeu de données ne contient pas de données du 18 mars 2015, entre midi et minuit, le modèle produit des valeurs qui semblent cohérentes avec les observations voisines.

3.4 Validation du modèle de position de la magnétopause

Comme dit précédemment, le modèle de Shue a été développé à partir d'une base de données de traversées de la magnétopause compilée jusqu'en 1998. Depuis, plusieurs missions ont été lancées, fournissant des données supplémentaires sur les traversées de la magnétopause. Ces récentes traversées de satellites peuvent être utilisées pour valider le nouveau modèle de magnétopause. Pour ce faire, j'ai choisi le catalogue de traversées de magnétopause de Michotte de Welle et al.(2022) et Nguyen et al. (2022). Ce catalogue utilise les traversées de magnétopause des satellites des missions Double Star, MMS, Cluster et THEMIS B et C. Le catalogue fournit une couverture étendue des MLT comprenant le côté jour, l'aube et le crépuscule (ainsi que les hautes latitudes avec Cluster). Pour chaque satellite, les données disponibles comprennent : les dates de traversée et la position du satellite lors de la traversée en coordonnées GSM, les composantes de la vitesse globale des ions, V_x, V_y, V_z, les champs magnétiques et leurs composantes, B_x, B_y, B_z, la densité des ions N_p et la température des ions T.

Pour permettre la comparaison entre le nouveau modèle et le catalogue de traversées de la magnétopause, des ajustements ont été effectués. Le modèle de position de la magnétopause étant équatorial, les traversées ont été filtrées pour n'inclure que celles se produisant à |Z| ≤ 1 rayons terrestres en coordonnées GSM, en se concentrant sur le plan équatorial magnétique. En outre, les positions des traversées du satellite ont été converties en L^*, les alignant sur le format utilisé dans mon modèle pour une comparaison directe.

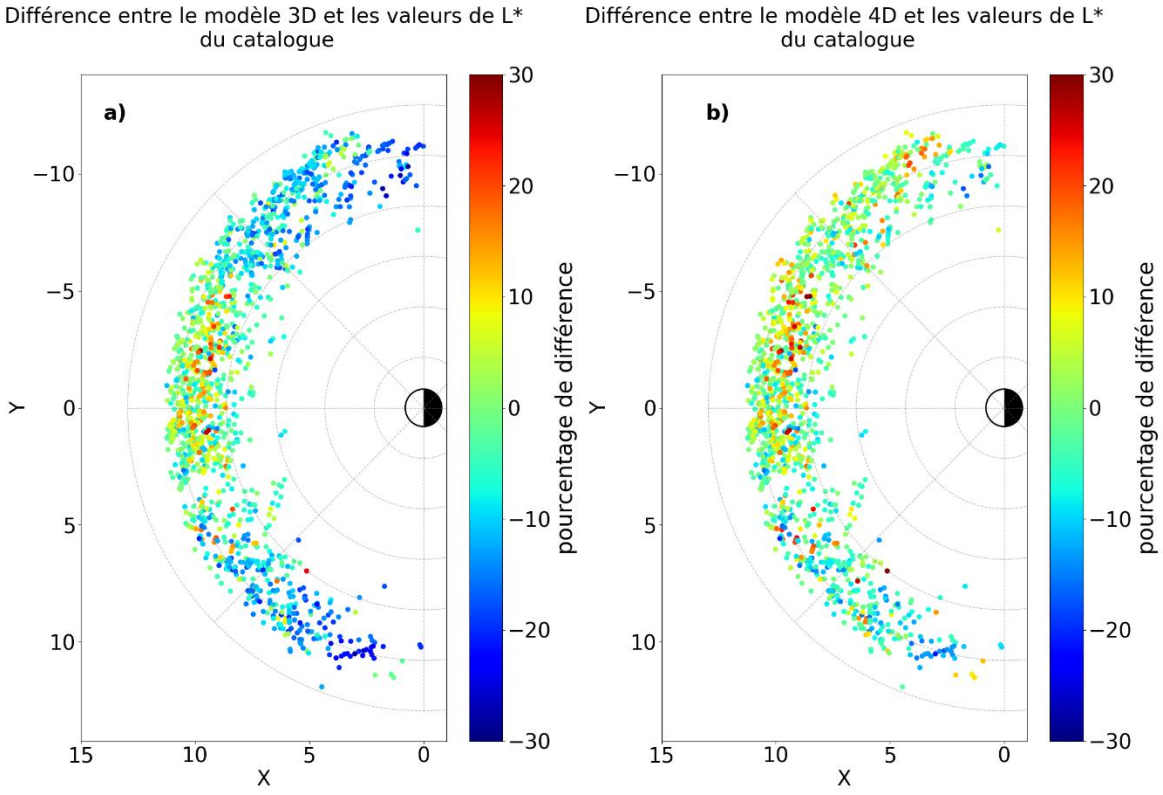


Figure 3-13: Comparaison des différences relatives entre la valeur L^*_{mp} du satellite et la valeur L^*_{mp} du modèle 3D (panneau (a)), et des différences relatives entre la valeur L^*_{mp} du satellite et la valeur L^*_{mp} du modèle 4D (panneau (b)). La grille représente les secteurs MLT côté jour, avec l'axe Y=0 aligné le long de l'axe Soleil-Terre. La couleur de chaque point de dispersion correspond au pourcentage de différence entre la valeur L^*_{mp} modélisée et la valeur L^*_{mp} de la traversée du satellite, comme indiqué par la barre de couleur.

La Figure 3-13 présente le diagramme de dispersion des positions de traversées, la couleur des points reflétant le pourcentage de différence entre les valeurs de L^*_{mp} dérivées du catalogue et celles prédites par le modèle 3D (panneau(a)) et le modèle 4D (panneau(b)). Le panneau (a) met en évidence que les différences entre le modèle 3D et les traversées de satellites sont plus faibles, jusqu'à 15 %, autour du MLT 12h par rapport aux autres secteurs MLT. Cette observation soutient la précision du modèle de localisation de la magnétopause proposé par Herrera et al. (2016) pour 12h MLT. Le panneau (b) montre que le modèle 4D atteint une meilleure précision dans tous les autres secteurs MLT par rapport au modèle 3D, validant l'amélioration introduite par les dépendances en MLT et en Kp dans mon modèle.

Pour évaluer la performance du modèle 4D par rapport au modèle 3D, j'ai utilisé la RMSE comme métrique d'évaluation. La Figure 3-14 montre un histogramme comparant les valeurs de la RMSE entre le catalogue de traversées de la magnétopause et les deux modèles en fonction du MLT. L'absence de valeur de RMSE à 18h MLT s'explique par le nombre insuffisant de points disponibles dans ce secteur.

Le modèle 4D (en rouge) présente une RMSE systématiquement plus faible que le modèle 3D (en bleu) pour toutes les valeurs de MLT, à l'exception de 10h MLT. Notamment, il montre une RMSE plus faible dans le secteur de l'aube, ce qui correspond à l'amélioration de la précision dans cette région, comme le suggère également la Figure 3-13. Cette différence de performance s'explique par la symétrie héritée du modèle de magnétopause de Shue, utilisé pour la construction de l'ensemble de données. Cela a donné lieu à un modèle 4D symétrique par rapport à midi. L'asymétrie entre l'aube et le crépuscule de la magnétopause pendant les périodes perturbées, documentée par Dmitriev et al. (2004), suggère que l'utilisation d'un modèle de référence symétrique peut avoir introduit des limitations inhérentes.

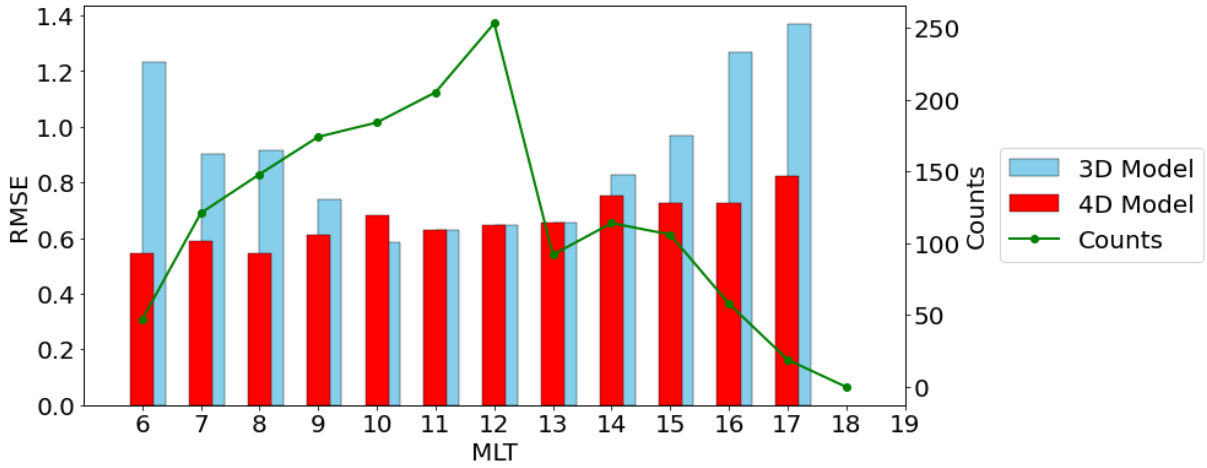


Figure 3-14 : Comparaison des valeurs de RMSE (axe des ordonnées de gauche) pour le nouveau modèle 4D (en rouge) et le modèle 3D (en bleu) en fonction du MLT, ainsi que le nombre de points utilisés pour calculer le RMSE (axe des ordonnées de droite).

Cette validation à partir des traversées récentes de la magnétopause suppose que le modèle de Shue constitue une référence fiable. Cette hypothèse introduit une incertitude intrinsèque, dans la mesure où toute erreur propre au modèle de Shue se répercute directement sur l'évaluation du modèle 4D. En particulier à MLT 12h, cette comparaison revient à évaluer indirectement la précision du modèle de Shue lui-même. La comparaison entre les distances prédites par le modèle de Shue (converties en L^*) et les observations récentes de satellites (également en L^*) donne une valeur RMSE de 0,65(en L^*). Ce résultat est cohérent avec la littérature.

En effet, Staples et al. (2020) ont évalué la précision du modèle de Shue en utilisant des données in-situ. Ils ont constaté qu'il était raisonnablement fiable pendant les périodes de

faible activité géomagnétique mais que sa fiabilité diminue dans des conditions perturbées, avec une marge d'erreur de ± 1 R_E (conforme avec le modèle de Glauert et al. (2014a), présenté plus tôt).

Bien que leur étude se soit concentrée sur les distances en R_E, elle confirme l'utilité du modèle de Shue mais met également en évidence les incertitudes potentielles découlant de ses limites. Ces limites doivent être prises en compte lors de l'interprétation des performances du modèle 4D, en veillant à ce que tout écart résiduel soit compris dans le contexte des hypothèses sous-jacentes plutôt que comme des défauts du modèle 4D lui-même.

En conclusion, cette validation confirme que mon nouveau modèle de localisation de la magnétopause fournit une estimation précise de la localisation en L^* de la magnétopause. Comme ce modèle sert de limite au paramètre L^* dans le code Salammbô, son influence est la plus prononcée sur les coquilles L^* les plus extérieures de la grille Salammbô. Par exemple, pour des valeurs élevées de L^*, la Figure 3-11 montre que la grille L^* est peu raffinée, avec un espacement de 0,63 entre $L^* = 8$ et $L^* = 7{,}3$. Les valeurs RMSE du modèle 4D, variant entre 0,54 et 0,82 à tous les secteurs MLT, sont en dessous du raffinement de la grille dans cette région. Par conséquent, il est peu probable que l'erreur du modèle affecte de manière significative la modélisation des ceintures de radiation dans le code Salammbô à grand L^*. Même lorsque la RMSE dépasse légèrement 0,63, l'impact résultant est minime, conduisant à un déplacement d'au plus une cellule de grille dans le code Salammbô.

3.5 Impact du nouveau modèle de magnétopause dans le code Salammbô 4D : l'orage de la Saint-Patrick en mars 2015

Dans le code Salammbô 4D, les pertes rapides dues au *magnetopause shadowing* sont implémentées de telle sorte que toutes les particules dont le L^* est supérieur au L^*_{mp}, défini par le modèle de position de la magnétopause, soient considérées comme perdues. Pour évaluer l'impact du nouveau modèle par rapport à l'ancien, j'ai simulé l'orage géomagnétique intense de la Saint-Patrick (mars 2015), un événement de référence largement documenté.

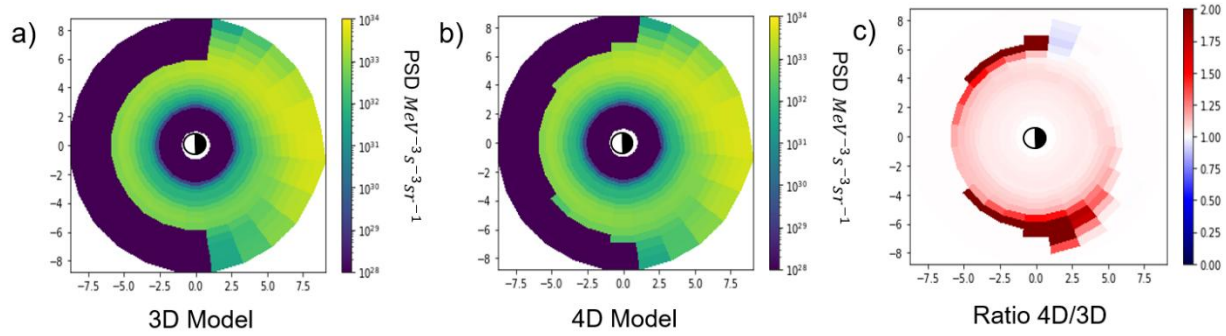


Figure 3-15 : comparaison entre la PSD d'une simulation de Salammbô à $\mu = 5\,MeV/G$ lors de l'orage géomagnétique de mars 2015 avec le modèle de magnétopause 3D (panneau (a)), le modèle de magnétopause 4D (panneau (b)) et le ratio des deux (panneau (c)).

Les résultats, présentés dans la Figure 3-15, montrent la fonction de distribution des électrons le 17 mars 2015, à 4h45, quelques instants avant le pic de l'orage. La comparaison entre le panneau (a), représentant le modèle 3D, et le panneau (b), illustrant mon nouveau modèle, met en évidence un processus de *magnetopause shadowing* plus progressif dans ce dernier.

Le rapport des PSD (panneau (c)), globalement supérieur à 1, indique que le modèle 3D induit davantage de pertes que le modèle 4D. Bien que le *magnetopause shadowing* ne soit appliqué que du côté jour, les rapports sont également différents de 1 du côté nuit. Ceci est dû aux champs électriques magnétosphériques qui induisent un transport convectif des particules (à la fois en MLT et en L^*), redistribuant ainsi les excès ou déficits entre les différentes régions.

Enfin, des rapports de PSD différents de 1 sont également visibles à bas L^*, mettant en évidence l'influence des particules préservées par le modèle 4D sur la dynamique des ceintures de radiation à plus basses énergies.

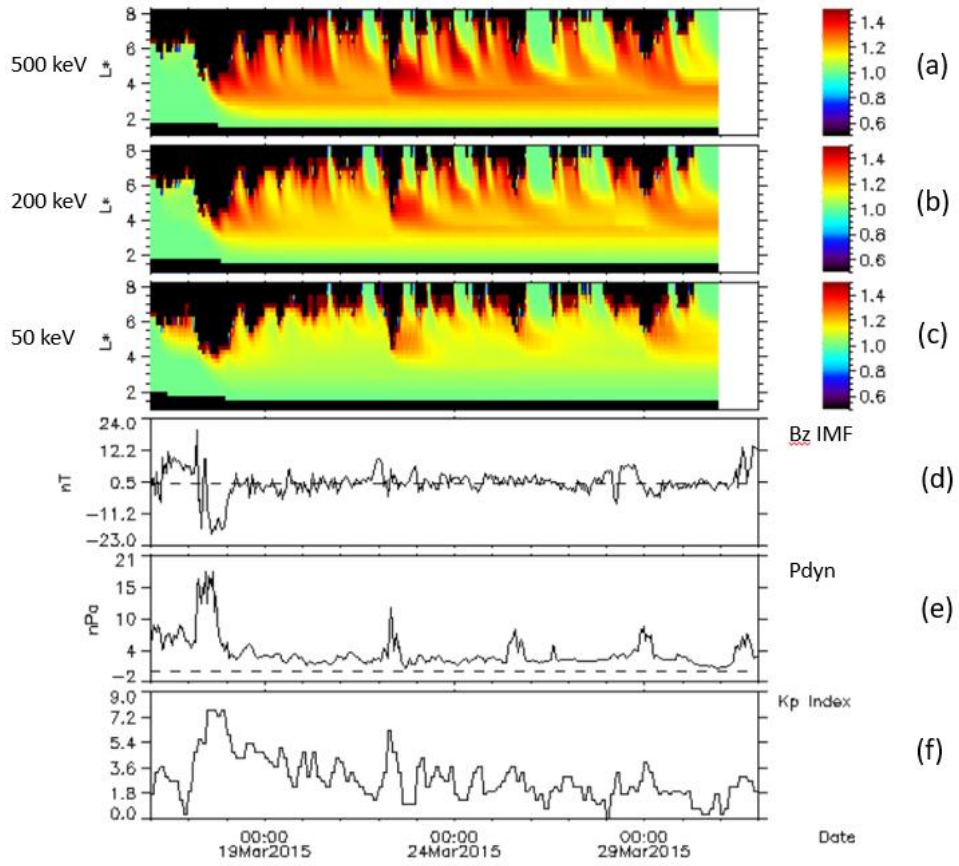


Figure 3-16 : Rapport des flux d'électrons différentiels omnidirectionnels en sortie du code Salammbô 4D avec le modèle de magnétopause 4D sur 3D à 18h MLT en fonction du temps pendant l'orage de mars 2015 pour différents niveaux d'énergie (panneaux (a), (b) et (c). Le panneau (d) illustre l'évolution de B_z, le panneau (e) l'évolution de D_p et le panneau (f) l'évolution de Kp.

La Figure 3-16 met en évidence les différences de comportement du code Salammbô lors de l'orage de mars 2015 en fonction du modèle de magnétopause choisi. Les panneaux (a), (b) et (c) illustrent les ratios de la simulation avec le nouveau modèle de magnétopause sur le modèle 3D à 18h MLT pour différents niveaux d'énergie. Notamment, je peux voir que le changement de modèle de magnétopause a une plus grande influence sur la dynamique des particules d'énergie plus élevée.

À mesure que l'énergie augmente, la coquille de dérive des particules piégées s'élargit tandis que la période de dérive se raccourcit, ce qui accroît à la fois l'étendue spatiale et la fréquence de l'exposition à la limite côté jour, augmentant ainsi la probabilité de perte (Tang et al., 2025). Cela se répercute sur les rapports avec une plus grande zone de ratio supérieur à 1 après chaque entrée de la magnétopause dans le domaine de calcul.

Pour compléter cette analyse globale, j'ai examiné un pas de temps précis (17 mars 2015, 04:45 UT) en comparant les flux omnidirectionnels d'électrons (FEDO) à l'équateur magnétique pour des particules de 100 keV en fonction du MLT (Figure 3-17). Le panneau (a) montre les flux à

$L^* = 5{,}4$, correspondant à une coquille coupée par la magnétopause, et le panneau (b) présente les flux à $L^* = 5$, représentant une coquille fermée.

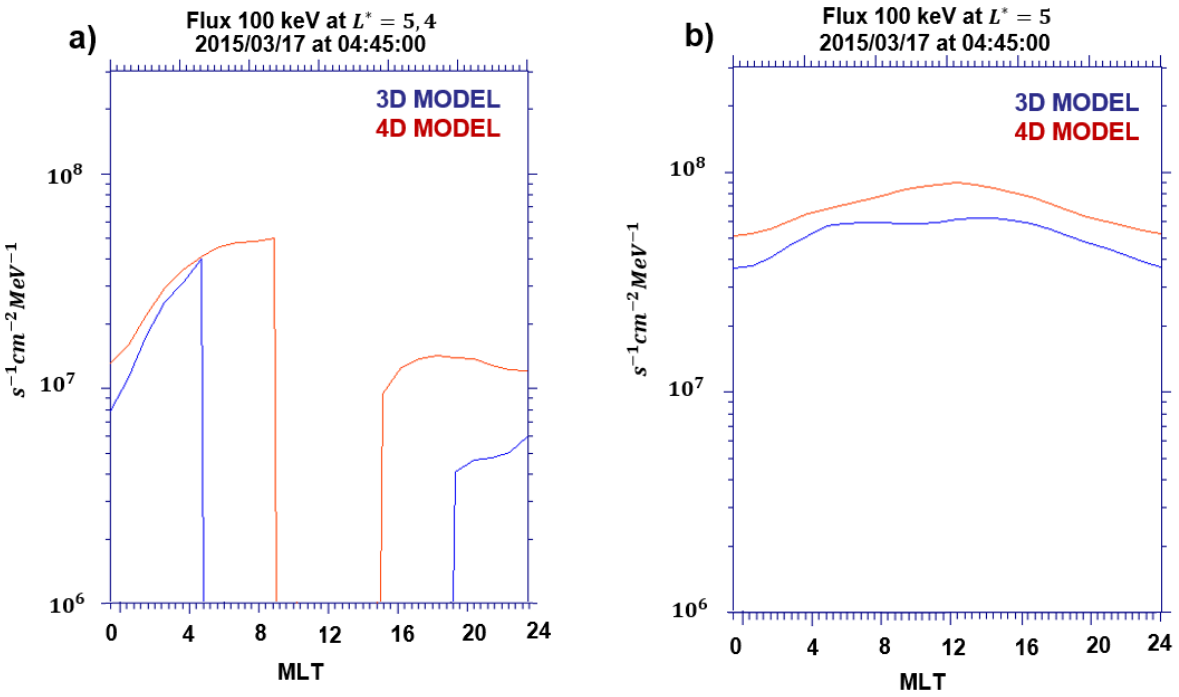


Figure 3-17: Comparaison des flux FEDO à l'équateur magnétique pour les électrons de 100 keV en fonction du MLT à un pas de temps fixe pendant l'orage géomagnétique de mars 2015, simulé à l'aide du modèle Salammbô. Les flux sont présentés pour le modèle 3D de localisation de la magnétopause (bleu) et le nouveau modèle 4D de localisation de la magnétopause (rouge). Le panneau (a) montre les flux à $L^* = 5{,}4$ et le panneau (b) à $L^* = 5$.

Dans les deux cas, les flux obtenus avec le modèle 4D (courbe rouge) sont supérieurs à ceux calculés avec le modèle 3D (courbe bleue). Cela signifie que le modèle 3D surestime les pertes, alors que le modèle 4D conserve une proportion significative de particules, lesquelles sont ensuite transportées plus profondément dans la ceinture. Le panneau (b) souligne en particulier que cette différence persiste même pour des coquilles fermées, traduisant l'influence indirecte des particules préservées sur la dynamique globale.

3.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté le développement et l'intégration du modèle de position de la magnétopause 4D spécifiquement conçu pour les codes de modélisation des ceintures de radiation 4D. Contrairement aux approches précédentes (Shue et al., (1998), Lin et al., (2010)) qui définissent la magnétopause en rayons terrestres, le modèle proposé fournit une estimation de la position de la magnétopause en coordonnées magnétiques L^*.

Ce travail s'appuie sur l'extension du modèle 3D de Herrera et al. (2016) (qui se limitait à 12h MLT) en généralisant la modélisation de la magnétopause à l'ensemble des secteurs MLT côté jour, tout en intégrant une dépendance explicite à l'indice Kp. La validation, réalisée à partir d'un catalogue de traversées, confirme que le nouveau modèle reproduit correctement la position de la magnétopause, notamment dans le secteur de l'aube, avec une erreur moyenne inférieure à la taille d'une cellule de la grille Salammbô.

L'intégration dans Salammbô 4D démontre son impact direct sur les simulations : les pertes par *magnetopause shadowing* sont désormais plus progressives (Figure 3-15). Le modèle 4D conserve davantage de particules, qui sont ensuite transportées vers les régions internes, modifiant la dynamique globale, y compris à faible L^*. L'effet est particulièrement marqué pour les électrons dont l'énergie est supérieure à 50 keV, dont les trajectoires interagissent avec la

magnétopause comprimée (Figure 3-16). Bien que le *magnetopause shadowing* soit appliqué uniquement sur le côté jour, des différences apparaissent également côté nuit, traduisant l'influence du transport convectif dans Salammbô.

Ainsi, le modèle 4D fournit une simulation plus réaliste du *magnetopause shadowing*, en particulier lors des orages géomagnétiques. Ce modèle permet de coupler la dynamique des ceintures de radiation aux conditions du vent solaire, tandis que sa description en L^* et MLT garantit la cohérence avec les champs électriques magnétosphériques et le transport convectif des particules. Le chapitre suivant prolonge cet effort d'amélioration en l'appliquant à la modélisation du transport convectif, des interactions ondes-particules et de la condition limite.

Chapitre 4 : Raffinement de la modélisation de la dynamique des particules piégées de basse énergie

Table des matières

4.1 Raffinement de la modélisation du transport convectif des particules 73
4.1.1 Introduction au champ électrique magnétosphérique 73
4.1.2 Modélisation du champ électrique magnétosphérique 74
4.1.2.1 Modélisation du champ électrique de corotation 74
4.1.2.2 Modélisation du champ électrique induit 75
4.1.2.3 Historique des modèles de champ électrique de convection 75
4.1.3 Implémentation dans Salammbô 4D 81
4.1.3.1 Dérivation des vitesses d'advections du modèle VS 81
4.1.3.2 Dérivation numérique des potentiels électriques du modèle UNH-IMEF 83
4.1.3.3 Simulations Salammbô 4D d'un orage géomagnétique 85
4.1.4 Diffusion radiale et champ électrique 87
4.1.4.1 Mécanisme de diffusion radiale et influence des champs électriques 87
4.1.4.2 Modélisation de la diffusion radiale 87
4.1.4.3 Comparaison de la diffusion radiale électrostatique et du transport convectif 89
4.1.5 Conclusion 90
4.2 Raffinement de la modélisation du processus d'interaction onde-particule 91
4.2.1 Rappel sur la modélisation du processus d'interaction onde-particule 91
4.2.2 Classification des ondes VLF magnétosphériques 92
4.3 Raffinement de la modélisation de la condition limite 96
4.3.1 Rappel des travaux antérieurs sur condition limite 96
4.3.2 Introduction aux nouvelles conditions limites 97
4.3.3 Apport de la condition limites dans Salammbô 4D 98
4.4 Modélisation de l'orage de mars 2015 99

4.5 Conclusion 108

Préambule

Ce chapitre est consacré à l'amélioration de la représentativité physique du code Salammbô 4D. Plusieurs raffinements y sont introduits afin de mieux restituer la dynamique des électrons de basse énergie dans les ceintures de radiation : un nouveau modèle de champ électrique de convection, une classification actualisée des ondes VLF et une condition limite numérique plus réaliste. Ces développements, fondés sur des données satellitaires récentes et sur une analyse statistique des conditions amont, permettent d'affiner à la fois le transport convectif, les processus de diffusion en énergie et les pertes par précipitation. Leur impact est ensuite évalué dans un cadre réaliste à travers la simulation d'un orage géomagnétique, offrant une validation par confrontation aux mesures in situ.

4.1 Raffinement de la modélisation du transport convectif des particules

4.1.1 Introduction au champ électrique magnétosphérique

Le champ électrique magnétosphérique joue un rôle fondamental dans la dynamique du système Soleil-Terre. Il contrôle notamment le transport, l'accélération et la perte des particules piégées dans la magnétosphère (Fälthammar, 1989; Volland, 1973). Sa structure globale résulte de la superposition de trois contributions électriques principales : le champ de convection, le champ de corotation et le champ induit par les variations du champ magnétique terrestre.

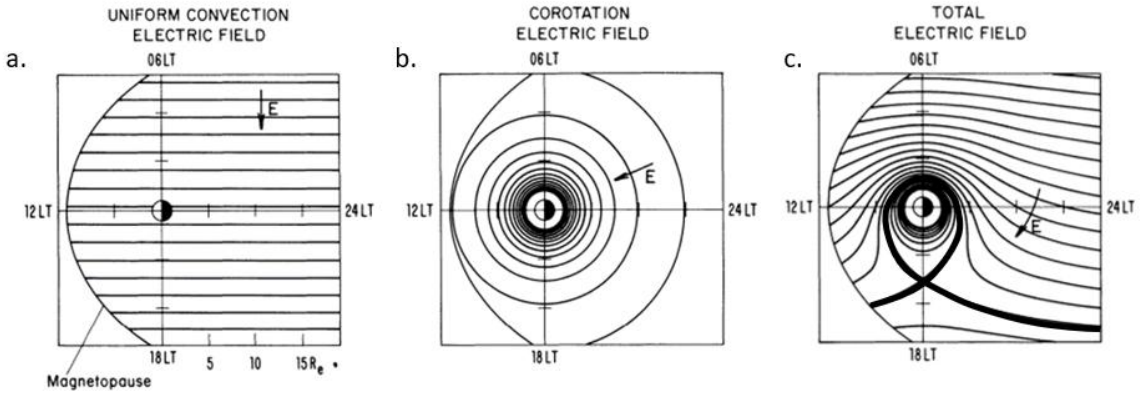


Figure 4-1 : Equipotentielles du champ électrique magnétosphérique dans le plan équatorial. Panneau (a) : approximation du premier ordre, uniforme, pour le champ électrique de convection. Les contours sont espacés de 3 kV pour $E = 2{,}5 \times 10^{-4}\, V.m^{-1}$. Panneau (b) : champ électrique de corotation, contours espacés de 3 kV. Panneau (c) : superposition des champs électriques de convection et de corotation. Le contour épais sépare les régions de convection fermée et ouverte (Lyons and Williams, 1984).

Le champ de convection (panneau (a) de la Figure 4-1), modélisé dès les travaux pionniers d'Alfvén (1958), constitue la composante dominante à grande échelle. Orienté globalement dans la direction aube-crépuscule, il s'intensifie lors des orages géomagnétiques et des épisodes auroraux (Fälthammar, 1989). Ce champ résulte du couplage entre le vent solaire et la magnétosphère terrestre par reconnexion magnétique. Il participe au transfert d'énergie et à l'injection de particules de basses énergies depuis la queue magnétosphérique vers les régions internes (Dungey, 1961). L'action du champ électrique de convection est limitée par l'effet d'écrantage exercé par la plasmasphère : la forte densité de plasma froid y réduit considérablement la pénétration du champ électrique de convection dans les régions internes. Bien que la plasmapause définisse conceptuellement la limite entre les champs de corotation et de convection, en particulier pour des conditions d'activité moyennes ou calmes, elle est caractérisée par une grande variabilité et une certaine perméabilité, surtout lors d'événements géomagnétiques (Fälthammar, 1989).

Le champ magnétique terrestre, solidaire de la rotation de la planète engendre un champ électrique de corotation (panneau (b) de la Figure 4-1) (Vickers, 1976). Principalement radial, son intensité décroît avec la distance à l'axe de rotation et, dans le plan équatorial, ses équipotentielles forment des cercles concentriques autour de la Terre (Hill, 1979). A l'intérieur de la plasmasphère, il domine la dynamique des particules, induisant une dérive vers l'est pour les électrons et pour les protons. Au-delà, il coexiste avec la convection, qui devient progressivement prépondérante à mesure que la distance radiale augmente. Ce champ est aussi à l'origine de la formation de la plasmasphère, dont la limite, la plasmapause, marque la transition entre les régimes dominés par la corotation et par la convection.

Le champ électrique induit constitue la troisième composante du champ électrique magnétosphérique. Il est généré par les variations temporelles du champ magnétique terrestre (Lejosne and Kollmann, 2020b). Lors d'événements intenses tels que les orages géomagnétiques, ces fluctuations rapides produisent un champ électrique pouvant atteindre des intensités significatives (Parker, 1960). De nature transitoire et localisée, il est surtout actif lors des injections rapides de particules, par exemple pendant la phase principale d'un orage ou lors de sous-orages. En raison de sa brièveté et de sa superposition avec les autres champs, il ne peut être facilement isolé et il est souvent intégré à la réponse globale de la magnétosphère aux perturbations externes.

4.1.2 Modélisation du champ électrique magnétosphérique

4.1.2.1 Modélisation du champ électrique de corotation

Le champ électrique de corotation est défini par l'expression vectorielle :

$$\vec{E}_{corot} = -a_{corot} \left(\vec{\Omega} \wedge \vec{r}\right) \wedge \vec{B} \quad [52]$$

Avec $\vec{\Omega}$, le vecteur vitesse angulaire de la Terre, a_{corot} la constante d'échelle, $\vec{r}$ le vecteur position et $\vec{B}$ le vecteur champ magnétique. Par définition, les lignes de champ magnétique sont équipotentielles pour ce champ.

La modélisation peut être raffinée en tenant compte de la conductivité ionosphérique ou des effets liés à la reconnexion magnétique. Toutefois, dans Salammbô 4D, le potentiel électrique associé est modélisé de manière simplifiée par :

$$V_{corot} = -\frac{a_{corot}}{r} \quad [53]$$

Le facteur a_{corot} est calibré de manière à reproduire une vitesse de rotation angulaire égale à celle de la Terre à l'équateur magnétique. Il est généralement supposé constant, bien qu'une dépendance temporelle puisse être envisagée dans des conditions fortement dynamiques.

Les particules chargées dans un champ électrique $\vec{E}$ perpendiculaire à un champ magnétique $\vec{B}$ sont soumises à une dérive électrique, définie par l'équation [28] dans le chapitre 2, caractérisée par une vitesse constante et indépendante de la charge et de la masse des particules. La Figure 4-2 illustre ce champ. Sur le panneau (a), la cartographie du potentiel montre son homogénéité en MLT et sa croissance radiale. Sur le panneau (b), les flèches de dérive électrique, superposées aux équipotentielles, mettent en évidence la rotation synchrone du plasma avec la Terre, caractéristique de la corotation.

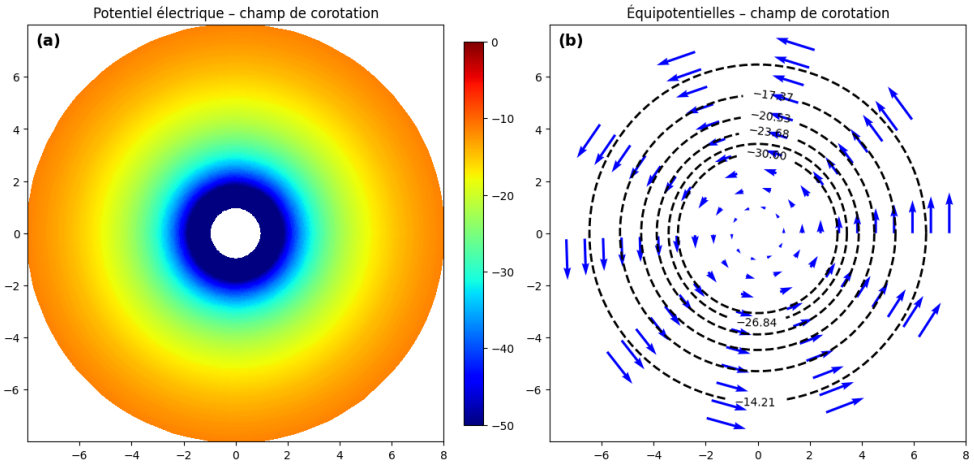


Figure 4-2 Cartographie de l'amplitude du potentiel électrique (kV) du modèle de champ électrique de corotation (panneau (a)), Equipotentielles (en traits discontinus noirs) du même champ ainsi que la dérive électrique des particules soumises à ce champ électrique et à un champ magnétique dipolaire représenté par des flèches bleues (panneau (b)).

4.1.2.2 Modélisation du champ électrique induit

Le champ électrique induit joue un rôle déterminant dans le transport radial des particules piégées au sein des ceintures de radiation. Dans la pratique, son effet est intégré au coefficient de diffusion radiale issus des perturbations magnétiques, noté D_{LL_m}.

Les travaux de Fälthammar (1965, 1968) ont montré que cette contribution pouvait atteindre 50 % ou plus de la diffusion radiale, ce qui souligne qu'elle ne peut être négligée. Dans le formalisme de la diffusion radiale, toutefois, le champ électrique induit n'est pas une composante électrostatique additionnelle. En effet, il est comptabilisé dans D_{LL_m} par les variations temporelles du champ magnétique B.

En pratique, vu qu'il est difficile d'isoler le champ induit du champ électrique total, il existe un risque de compter deux fois les contributions du champ induit, à la fois dans D_{LL_m}et dans le terme D_{LL_e}. Pour éviter ce biais, il faut le comptabiliser uniquement dans D_{LL_m}, tandis que D_{LL_e} ne représente que les fluctuations électrostatiques, indépendantes des variations de B.

4.1.2.3 Historique des modèles de champ électrique de convection

On distingue classiquement deux approches dans la modélisation du champ électrique de convection.

Les modèles analytiques reposent sur une formulation mathématique souvent simple, dont les paramètres sont ajustés empiriquement à partir de données expérimentales. Leur principal avantage est la facilité d'utilisation : l'existence d'une formulation simple permet un calcul direct des grandeurs dérivées (champ électrique, vitesse de dérive, potentiel), ce qui les rend particulièrement adaptés aux simulations rapides. Toutefois, cette simplicité se traduit par une description souvent très simpliste et limitée, ce qui restreint leur représentativité.

À l'inverse, les modèles numériques sont construits directement à partir de statistiques de mesures satellites, préalablement calibrées et filtrées. Ils offrent une description plus réaliste et riche du champ électrique, notamment lors de fortes perturbations géomagnétiques. En revanche, l'absence de forme analytique impose d'effectuer des dérivations numériques, potentiellement sources d'erreurs numériques et de bruit.

Dans ce cadre, le modèle analytique de référence est celui de Volland Stern (Volland, 1973), appelé ici VS, décrit un champ électrique de convection dérivant d'un potentiel sous la forme :

$$V(r, \varphi) = br^{\gamma} \sin \varphi \quad [54]$$

Avec b la constante de blindage, γ le paramètre de blindage et r la distance radiale. Le paramètre γ quantifie l'écrantage du champ de convection par la plasmasphère. Plus ce paramètre est élevé et plus l'action du champ de convection est atténuée par la plasmasphère, c'est-à-dire que son influence pénètre moins profondément dans les régions internes.

Plusieurs paramétrisations du modèle VS existent dans la littérature, chacune avec ses spécificités. Elles sont récapitulées dans le Tableau 4-1.

Tableau 4-1 : Différentes paramétrisations du modèle de Volland Stern ainsi que leur particularité (tableau reproduit de Woelfflé, (2010)).

Modèle	Paramétrisation	Particularité
(Maynard and Chen, 1975)	$b = \frac{45}{(1 - 0.159\,Kp + 0.0093\,Kp^2)^3}\ [kV/Re]$ $\gamma = 2$	Inclusion d'un terme temporel dans le potentiel électrique, permettant de modéliser des conditions non stationnaires.
(Whipple Jr., 1978)	$b = 10\ [kV/Re]$ $\gamma = 1$	Introduction du système de coordonnées (U, B, K), qui permet une analyse simplifiée et une visualisation directe des trajectoires des particules dans la magnétosphère
(Gussenhoven et al., 1983)	$b = \frac{92.4}{\gamma\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)^{\gamma+1}}(cos^2\,\lambda_m)^{\gamma+1}\ \ [kV/Re]$ $\gamma = 2$ $\lambda_m = 67.8 - 2.07\,Kp$	Meilleure modélisation des conditions orageuses et modélisation réaliste du champ électrique à différentes latitudes.
(Buzulukova and Vovchenko, 2008)	$b = 0.1\ [kV/Re^2]$ $\gamma = 2$	Utilisation dans les simulations MHD avec un champ électrique plus auto-consistant, dépendant de la dynamique globale.

Une paramétrisation de ce modèle a été développée à l'ONERA d'après les données NOAA-POES (Evans, 1936) et les données en orbites géostationnaires des satellites LANL (Reeves and et al., 1997). Sa spécificité est d'introduire une dépendance à l'indice Kp du paramètre de blindage γ. J'ai alors :

$$\begin{cases} b = 939.94 - 640.28\,Kp + 178.29\,Kp^2 - 23.106\,Kp^3 + 1.1515Kp^4\ [kV/Re] \\ \gamma = 0.8424 + 0.6323Kp \end{cases} \quad [55]$$

La Figure 4-3, sur le panneau (a), met en évidence la symétrie jour-nuit du champ électrique de convection du modèle VS paramétrisé selon Boscher. En valeur absolue, le modèle de champ électrique a la même valeur d'amplitude à l'aube et au crépuscule. Le panneau (b) met également cela en évidence via les équipotentielles tracées et ajoute à cela le sens et l'amplitude de la dérive électrique induite sur les particules environnantes. Je relève que sous l'effet du champ électrique de convection de VS, dans le plan équatorial, les particules se voient poussées depuis le côté nuit vers le côté jour. De plus, on voit la courbure des équipotentielles électriques témoignant de l'écrantage du champ électrique de convection par la plasmasphère.

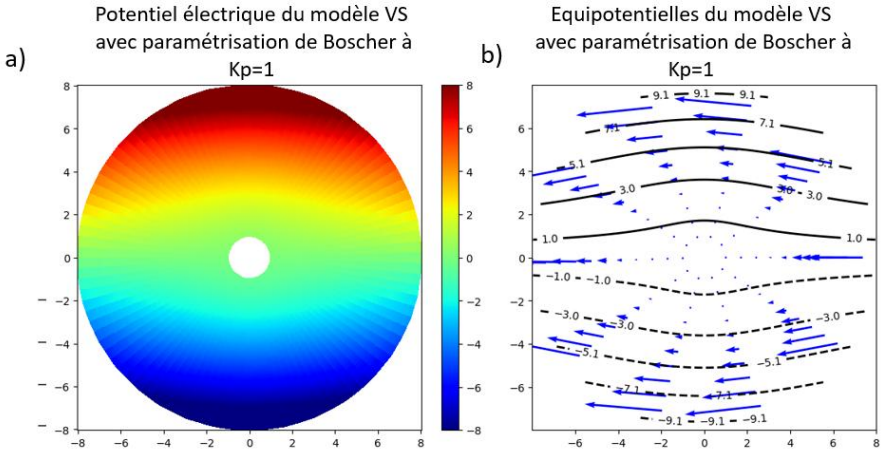


Figure 4-3: Cartographie de l'amplitude du potentiel électrique (en kV) du modèle de champ électrique de convection VS avec la paramétrisation de Boscher (panneau (a)), Equipotentielles (traits discontinus noirs) ainsi que la dérive électrique des particules soumises à ce champ électrique et à un champ magnétique dipolaire représenté par des flèches bleues (panneau (b))

Modèle de McIlwain

Le modèle de McIlwain (1986) introduit la notion *d'anneau auroral* qui correspond à la coupe à l'équateur magnétique de la coquille aurorale.

$$\Phi = -\frac{v_5}{r} + [r(v_1\,sin(\varphi) + v_2\,cos(\varphi)) + v_3](1 + v_4K_r)H \quad [56]$$

$$H_m = \frac{1}{1 + \left(\frac{v_6 r_{ar}}{r}\right)^{\gamma}}\ avec\ \gamma = 8 \quad [57]$$

$$K_r = \frac{Kp}{1 + 0.1Kp} \quad [58]$$

$$r_{ar} = s_1 + s_2\,cos(\varphi) + [s_3 + s_4\,cos(\varphi)]K_r \quad [59]$$

Avec $\mathrm{v_i} = 0.8, 0.2, 3, 0.3, 92, 0.8$ et $\mathrm{s_i} = 9.8, -1.4, -0.9, -0.3$. H_m la fonction d'écrantage et $\mathrm{r_{ar}}$ représente la distance entre la Terre et l'anneau auroral en rayons terrestres.

La Figure 4-4 illustre l'aspect asymétrique du modèle de McIlwain. Le panneau (b) présente les ratios du modèle de McIlwain sur le modèle de VS avec la paramétrisation de Boscher. En valeur absolue, le modèle de champ électrique de convection de McIlwain est plus fort que le modèle VS autour de minuit à grand L^* et est plus faible dans le reste du domaine. Le liserait rouge à minuit est un artefacte due au fait que le potentiel du modèle VS est égal à 0 à minuit au dénominateur. Des comparaisons entre les deux modèles ont également été menées dans la littérature. En général, le modèle de McIlwain est plus représentatif que le modèle VS lorsqu'il est comparé aux mesures in-situ (Khazanov et al., 2004). Les études sur la position de la plasmapause indiquent que le modèle de McIlwain capture mieux l'érosion de la plasmasphère pendant les orages géomagnétiques et qu'il surpasse globalement le modèle VS dans ces conditions (Pierrard et al., 2008; Woelfflé et al., 2011).

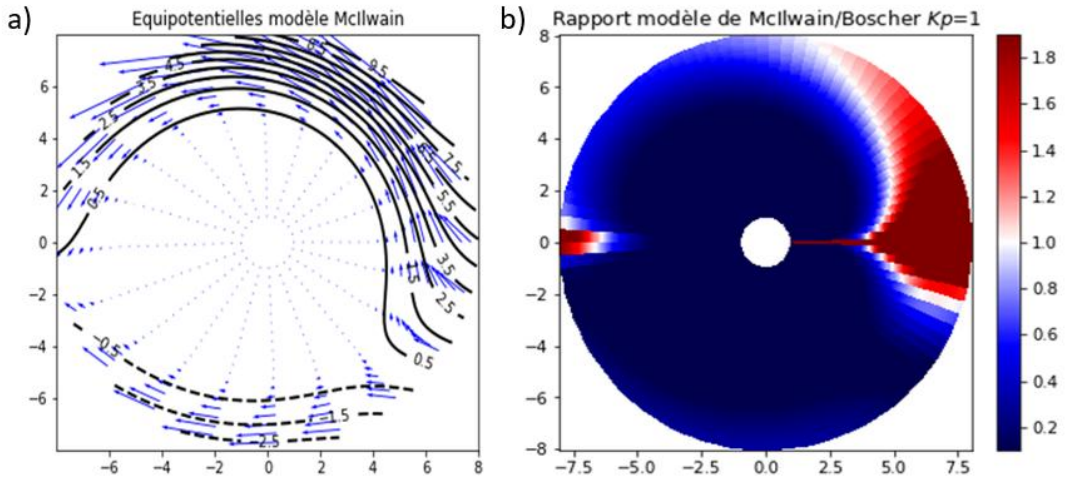


Figure 4-4: Panneau (a) : Equipotentielles (traits discontinus noirs) ainsi que la dérive électrique des particules (flèches bleues) soumis au champ électrique de McIlwain et à un champ magnétique dipolaire. Panneau (b) rapport des amplitudes des potentiels électriques des modèles de McIlwain (1986) sur le modèle de VS avec la paramétrisation de Boscher.

Modèle de Weimer

Le modèle de Weimer (2005) repose sur l'ajustement de cartes de potentiel ionosphérique à haute latitude. Il dépend des composantes de l'IMF, de la vitesse du vent solaire et de l'angle de tilt du dipôle. Le potentiel est développé en harmoniques sphériques :

$$\Phi(\theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{Min(l,3)} (A_{lm} \cos m\varphi + B_{lm} \sin m\varphi) P_l^m(\cos\theta) \qquad [60]$$

Avec θ une fonction de la colatitude géomagnétique, φ le temps magnétique local et P_l^m les fonctions de Legendre associées. Les coefficients A_{lm} et B_{lm} sont déterminés par un ajustement à l'aide de la méthode des moindres carrés basé sur les mesures de vitesses de convection ionosphériques à haute latitude. La Figure 4-5 illustre l'aspect asymétrique des équipotentielles du modèle de Weimer. Cela est notamment dû à la dépendance du modèle aux paramètres du vent solaire, le rendant plus précis.

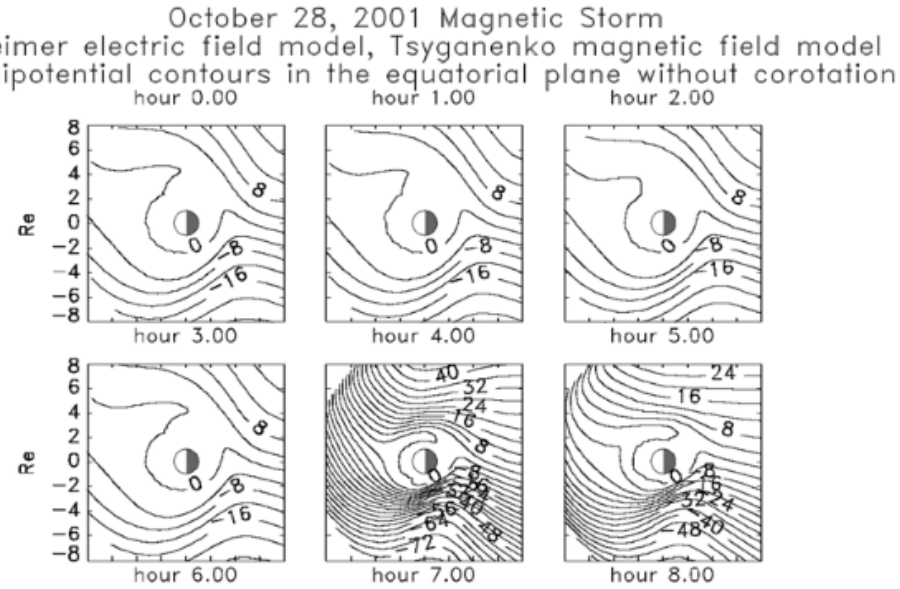


Figure 4-5: Cartographie des équipotentielles du modèle de Weimer sans corotation lors de l'orage géomagnétique du 28 octobre 2001. Les valeurs des potentiels (kV) sont données sur les contours. (Pierrard et al., 2008)

Modèle numérique UNH-IMEF

Le modèle numérique UNH-IMEF (Matsui et al. (2013)) décrit le champ électrique dans la magnétosphère interne. Il est construit à partir des données des satellites CLUSTER, spécifiquement des instruments Electron Drift Instrument (EDI) et Electric Field and Wave (EFW). Ces instruments sont complémentaires, et leur combinaison améliore la disponibilité des données. Le domaine de modélisation est situé entre 2 < L^* < 10. Pour compléter les données de Cluster, des mesures des radars au sol et du satellite ionosphérique DE 2 sont incorporées dans le modèle à des valeurs de L^* plus basses (2 < L^* < 4).

Le modèle dispose de deux versions de paramétrisation : une fonction du champ électrique interplanétaire (IEF) et une autre en fonction de l'indice géomagnétique Kp. L'indice Kp a été introduit dans la version révisée pour faciliter les comparaisons avec les mesures ou d'autres modèles. Le pilotage par l'IEF est jugé pertinent car les champs électriques dans la magnétosphère interne affichent une évolution temporelle similaire à celle de l'IEF, en particulier lors des périodes de forte activité géomagnétique.

La valeur de l'IEF est définie comme suit dans le modèle original :

$$IEF = V_{sw}\sqrt{B_y^2 + B_z^2}\,\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \qquad [61]$$

Avec V_{sw} la vitesse du vent solaire, B_y, B_z, les composantes de l'IMF dans le repère GSM et θ l'angle polaire dans le plan GSM Y-Z.

Le modèle UNH-IMEF a subi quelques améliorations. Dans sa version ancienne, il repose uniquement sur les données croisées entre les instruments EDI et EFW, et utilise soit l'IEF soit l'indice Kp comme paramètre de pilotage. Dans sa version plus récente, il intègre l'ensemble des données disponibles, y compris lorsque les instruments ne se recoupent pas. Cette version bénéficie d'une couverture temporelle plus étendue et d'une meilleure densité de données. Sur la Figure 4-6, je peux relever sur le panneau (b) la complexité des équipotentielles du modèle UNH-IMEF comparé à celles du modèles VS sur la Figure 4-3.

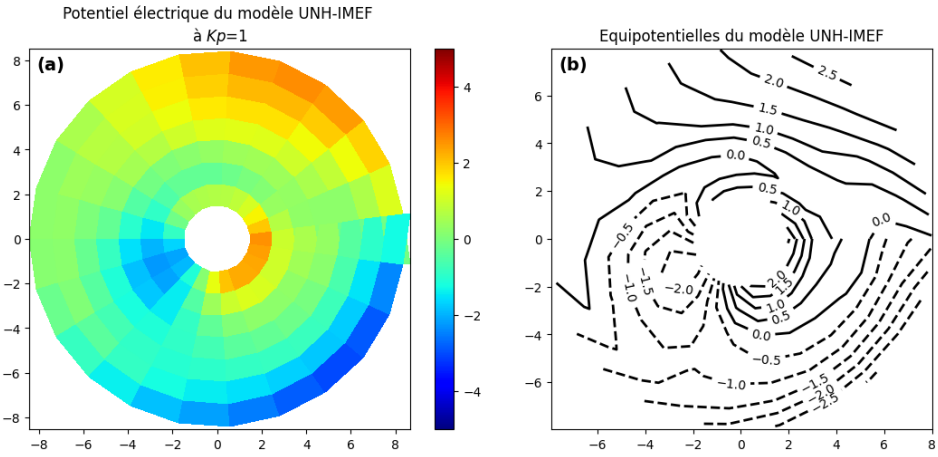


Figure 4-6: Potentiel électrique (kV) du modèle UNH-IMEF (panneau (a)) et équipotentielles du même champ (panneau (b))

Comme le modèle UNH-IMEF est basé sur des mesures directes dans la magnétosphère (satellites Cluster), il offre une perspective différente des modèles basés sur des mesures à basse altitude (comme le modèle de Weimer) ou des modèles analytiques (comme le modèle de Volland-Stern). En comparaison avec d'autres modèles (Volland-Stern, Weimer) et mesures (CRRES), le modèle UNH-IMEF offre une meilleure représentation de la forme de la dernière équipotentielle fermée et de la dépendance du champ électrique en fonction de L^* dans certaines conditions (Matsui et al., 2013).

Pour sélectionner le paramètre le plus pertinent pour piloter le modèle, j'applique une analyse statistique de type analyse d'époques superposées (SEA pour *superposed epoch analysis* en anglais) aux données OMNI entre 2000 et 2020. J'étudie l'évolution de Kp et de l'IEF au cours d'événements géomagnétiques. Le catalogue d'évènement utilisé pour cette étude est le catalogue d'évènement développé dans le cadre du projet européen FARBES (*Forecast of Actionable Radiation Belt Scenarios*) (Bernoux et al., 2025). Les événements sont retenus sur un critère de géo-efficacité exigeant une composante B_z négative maintenue pendant au moins deux heures autour du début de l'orage.

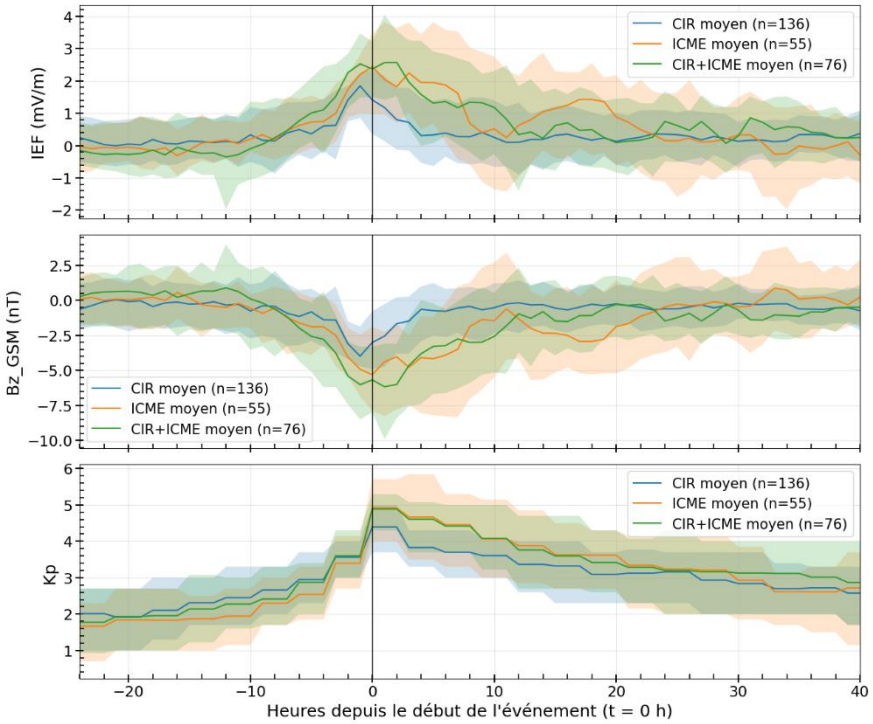


Figure 4-7 : SEA des événements géomagnétiques entre 2000 et 2020. La courbe montre la moyenne horaire et l'aire l'intervalle [20e-80e centiles]. Les CME sont en orange, les CIR en bleu et les cas CIR+CME en vert. De haut en bas : IEF, B_z et Kp. Le trait vertical noir indique t=0. Les effectifs n sont reportés pour chaque type d'événement.

Sur la Figure 4-7, Kp et IEF montrent une évolution globalement similaire, avec un léger déphasage : tous deux augmentent au début de l'orage, puis l'IEF décroît alors que Kp reste élevé plus longtemps. Cette persistance de Kp vient de sa résolution trihoraire, qui peut légèrement décaler temporellement le pilotage d'UNH-IMEF. À l'inverse, l'IEF (de résolution horaire) suit plus fidèlement les variations amont du vent solaire et de l'IMF. Je privilégie donc le pilotage du modèle par l'IEF. En effet, sa résolution plus fine et son lien direct au forçage solaire en font un pilote plus naturel permettant de relier le champ électrique de convection aux conditions amont, en particulier lors de forte activité géomagnétique.

4.1.3 Implémentation dans Salammbô 4D

Dans Salammbô 4D, le terme "advection" est utilisé au lieu de "convection" pour insister sur le fait que les vitesses de dérive des particules sont calculées à partir d'un champ électrique dynamique, intégrant des contributions induites et non simplement stationnaires. Cela reflète une modélisation plus générale, où le champ électrique peut évoluer dans le temps et être couplé à la dynamique magnétosphérique globale.

4.1.3.1 Dérivation des vitesses d'advections du modèle VS

Dans le chapitre 2, j'ai établi les expressions générales des vitesses d'advection associées à un champ électrique dérivant d'un potentiel. J'en donne ici les formes explicites pour le modèle VS paramétrisé selon Boscher (2010), avant de discuter des besoins spécifiques à l'implémentation du modèle UNH-IMEF.

<u>Vitesse d'advection azimutale</u>

A basse énergie, la dynamique des particules piégées est fortement influencée par l'action du champ électrique. Dans ce régime, je peux considérer un champ magnétique dipolaire et se placer à l'équateur magnétique, soit en posant $r = L^*$ et $\varphi = \varphi_3$.

Les potentiels du modèle de champ électrique VS paramétrisé par Boscher (Boscher, 2010) s'écrivent :

$$\begin{cases} V_{corot} = -\dfrac{\Omega B_0 a^2}{L^*} \\ V_{conv} = bL^{*\gamma} \sin\varphi_3 \end{cases} \quad [62]$$

Je rappelle ici que la vitesse d'advection azimutale totale résulte de trois contributions :

$$\left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_{tot} = \left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_B + \left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_{E_{corot}} + \left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_{E_{conv}} \quad [63]$$

En combinant les équations [32] et [31] du chapitre 2 avec l'équation [10] j'obtiens :

$$\left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_{corot} = \frac{qB_0 a^2}{L^{*2}} \frac{dL^*}{dJ_3} = \Omega \quad [64]$$

$$\left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_{conv} = \frac{\gamma b\, L^{*\gamma+1} \sin\varphi_3}{a^2 B_0} \quad [65]$$

La contribution magnétique est estimée dans Salammbô 4D à partir du modèle de champ magnétique de Mead & Fairfield (1975). Ce modèle est une représentation semi-empirique du champ magnétique terrestre. Il combine un champ dipolaire interne à deux composantes externes : une symétrique et une asymétrique, dérivées de la solution au problème de Chapman-Ferraro. Le champ magnétique est donné par :

$$\vec{B}_M = \vec{B}_{dip} + \vec{B}_S + \vec{B}_A \quad [66]$$

Avec :

$\overrightarrow{B}_{dip}$, l'expression du modèle de champ magnétique dipolaire

$\vec{B}_S = S(\cos\theta\ \overrightarrow{e_r} + \sin\theta\ \overrightarrow{e_\theta})$, le terme de symétrie

$\vec{B}_A = Ar(-\sin(2\theta)\cos\phi\ \overrightarrow{e_r} - \cos(2\theta)\cos\phi\ \overrightarrow{e_\theta} + \cos\theta\sin\phi\ \overrightarrow{e_\varphi})$, le terme d'asymétrie.

Avec les coefficients S et A, dépendants de Kp, ce modèle restitue la dynamique du champ magnétique. L'expression de la composante magnétique de la vitesse d'advection azimutale s'exprime de la sorte :

$$\left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_B = -\frac{3J_1}{ma^2 r_0^2}\left(1 + \frac{Sr_0^3}{B_0} - \frac{2Ar_0^4}{3B_0}\cos\varphi_0\right) \quad [67]$$

Sachant que $\langle\cos\varphi_0\rangle = 0$ sur une période de dérive. Le lecteur peut se référer à Herrera (2017), section 3.3.2, pour le détail du développement.

L'expression de la vitesse d'advection totale dans le cas du modèle VS s'écrit :

$$\left(\frac{d\varphi_3}{dt}\right)_{tot} = -\frac{3J_1}{ma^2 r_0^2}\left(1 + \frac{Sr_0^3}{B_0} - \frac{2Ar_0^4}{3B_0}\cos\varphi_0\right) + \Omega + \frac{\gamma b\, L^{*\gamma+1}\sin\varphi_3}{a^2 B_0} \quad [68]$$

Vitesse d'advection radiale

Comme montré par Herrera, (2017), la variation temporelle de L^* peut être reliée à la variation de l'action J_3 dans l'équation de Boltzmann 4D. En appliquant la théorie canonique des perturbations et en ne considérant que la contribution du champ électrique de convection, j'obtiens :

$$\frac{dL^*}{dt} = -\frac{bL^{*\gamma+2}\cos\varphi_3}{a^2 B_0} \quad [69]$$

Cette expression met en évidence l'asymétrie jour-nuit : du côté nuit, le champ de convection transporte les particules vers l'intérieur, renforçant la diffusion radiale magnétique. Du côté jour, il favorise un transport vers l'extérieur.

Les vitesses d'advection azimutale et radiale ont été formulées à partir d'un potentiel analytique (modèle VS). Avec UNH-IMEF, le potentiel est fourni sous forme tabulée ; les vitesses doivent donc être obtenues par dérivation numérique de ce potentiel.

4.1.3.2 Dérivation numérique des potentiels électriques du modèle UNH-IMEF

L'implémentation du modèle numérique UNH-IMEF dans Salammbô 4D nécessite la dérivation numérique de ses tables de potentiel électrique. Le choix de la méthode est déterminant : une approche inadaptée peut générer des erreurs importantes, allant d'une mauvaise implémentation du champ électrique à des artefacts de diffusion numérique. Une validation a donc été menée pour identifier la méthode la plus fiable.

Deux schémas en différences finies ont été testés :

$$f'(x) = \frac{f(x) - f(x-1)}{\Delta x} \quad [70]$$

$$f'(x) = \frac{f(x+1) - f(x-1)}{2\Delta x} \quad [71]$$

La validation a été réalisée à l'aide du modèle analytique de convection VS, pour lequel les expressions exactes des dérivées sont connues. Des tables de potentiel ont été générées, puis dérivées numériquement et comparées à la dérivée exacte. La Figure 4-8 montre que le schéma centré, d'ordre deux, est plus proche de la solution analytique que le schéma amont, d'ordre un.

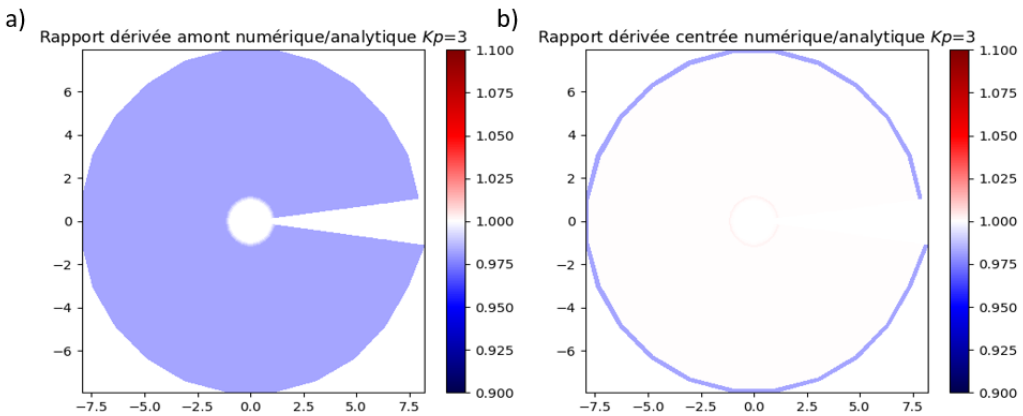


Figure 4-8 : Rapport des dérivées numériques sur la valeur de la dérivée analytique. Le panneau (a) illustre la dérivée numérique amont et le panneau (b) la dérivée numérique centrée.

Afin d'estimer l'erreur introduite par la dérivation numérique, j'ai réalisé des simulations Salammbô 4D. Deux cas ont été comparés : l'un utilisant la dérivée analytique du modèle VS, l'autre sa dérivée numérique. Afin de faciliter l'analyse, seul le champ électrique de convection a été activé. L'état initial était vide, avec une injection localisée à minuit et à $L^* = 6$. La Figure 4-9, sur le panneau de droite, indique que le ratio des deux dérivées est très proche de 1. Cela confirme que le schéma centré minimise l'erreur et valide son utilisation pour la dérivation numérique.

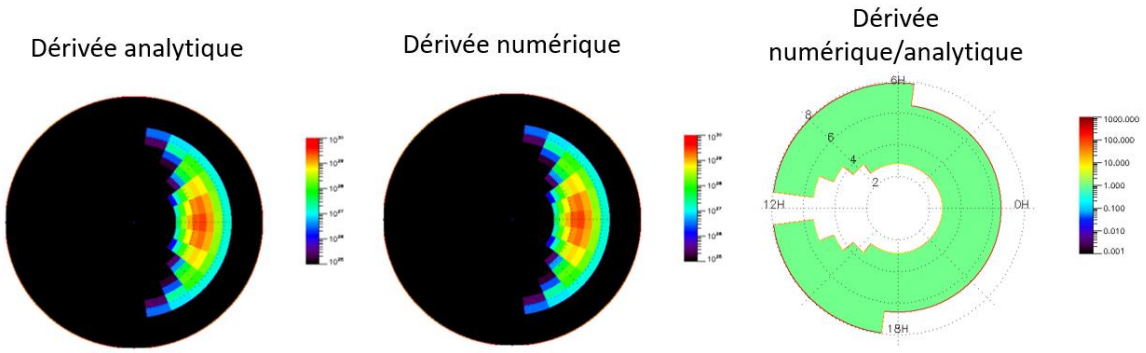


Figure 4-9 : Fonction de distribution à $\mu = 500$ en fonction du MLT au bout de 2 heures de simulation. De gauche à droite le résultat obtenu avec le modèle VS dérivée analytiquement, le résultat obtenu avec le modèle VS dérivée numériquement et le ratio des deux simulations à droite.

Maintenant que le nouveau modèle est intégré au code, j'ai voulu évaluer son impact par rapport au modèle VS. Pour cela, j'ai d'abord examiné les vitesses d'advection associées aux deux modèles de champ électrique de convection.

La Figure 4-10 permet de visualiser le comportement des modèles de champ électrique VS et UNH-IMEF. Dans les deux cas, les vitesses d'advection azimutales sont négatives dans le secteur crépuscule et positives dans le secteur aube (panneaux (a) et (b)), tandis que les vitesses radiales sont négatives du côté nuit et positives du côté jour (panneaux (c) et (d)). Le modèle VS se caractérise par une symétrie marquée entre les secteurs aube-crépuscule et jour-nuit. À l'inverse, le modèle UNH-IMEF introduit un tilt dans les vitesses radiales et présente des vitesses azimutales positives dans les secteurs MLT après midi et avant minuit.

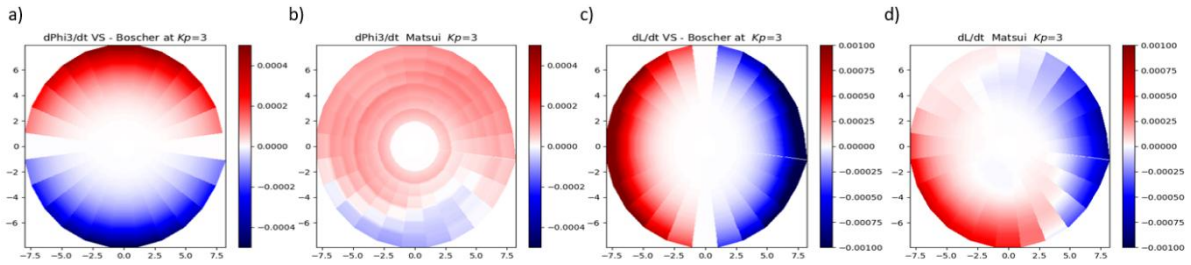


Figure 4-10 : Cartographie des vitesses d'advection calculées à partir du modèle de champ électrique UNH-IMEF et du modèle de champ électrique VS à Kp égal à 3. Le côté jour est situé sur la gauche et le côté nuit sur la droite. Les panneaux (a) et (b) illustrent la composante de la vitesse d'advection azimutale issue du champ électrique de convection pour le modèle VS et UNH-IMEF. Les panneaux (c) et (d) illustrent la vitesse d'advection radiale pour le modèle VS et UNH-IMEF.

Les tables de potentiel du modèle UNH-IMEF ont ensuite été dérivées avec le schéma centré. Afin d'évaluer l'impact du modèle UNH-IMEF, une simulation identique à celle réalisée avec le modèle VS a été conduite, ce qui permet une comparaison directe entre les deux modèles. La Figure 4-11 illustre l'aspect symétrique du modèle VS autour de minuit, tandis que le modèle

UNH-IMEF introduit une asymétrie. Les particules à grand L^* sont transportées vers 6h MLT et celles à faible L^* sont transportées vers 18h MLT. Ce comportement est cohérent avec les cartographies des vitesses d'advection azimutale sur le panneau (b) de la Figure 4-10. De plus, la Figure 4-11 illustre bien la différence en amplitude des deux modèles de champ électrique. En outre, le champ de convection de VS est plus intense, entraînant un transport radial plus marqué que celui du modèle UNH-IMEF après seulement deux heures de simulation.

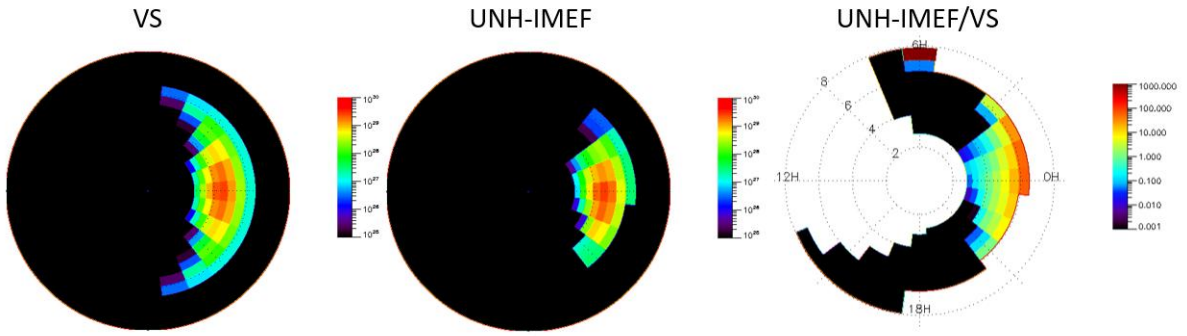


Figure 4-11 : Fonction de distribution à $\mu = 500$ en fonction du MLT au bout de 2 heures de simulation. De gauche à droite le résultat obtenu avec le modèle VS dérivée analytiquement, celui avec le modèle UNH-IMEF dérivée numériquement et le ratio du modèle UNH-IMEF sur VS à droite.

Ces résultats confirment la sensibilité de la représentation de Salammbô 4D en fonction du modèle de champ électrique, dans un cas simple. Il reste encore à évaluer l'effet du nouveau champ électrique sur un cas réel, celui de l'orage de la Saint-Patrick de mars 2015.

4.1.3.3 Simulations Salammbô 4D d'un orage géomagnétique

J'ai évalué l'influence du changement de modèle de champ électrique sur la dynamique des électrons piégés lors d'un orage magnétique. Les simulations supposent un état initial vide 15 jours avant le pic de l'événement survenu le 18 mars. La condition limite est imposée à $L^* = 8$ par un modèle statique basé sur une étude statistique des données de la mission THEMIS, représentatif d'un état moyen, sans prise en compte explicite de la variabilité géomagnétique. Le modèle de dropout considéré est celui présenté dans le chapitre 3. Seule l'injection du côté nuit est considérée, avec une dépendance en MLT. Deux énergies représentatives ont été étudiées : 300 keV et 3 keV.

La Figure 4-12 montre les flux différentiels d'électrons à 300 keV pour les deux modèles et leur rapport. À cette énergie, la dynamique est presque homogène en MLT. La vitesse de dérive élevée des particules leur permet de dériver rapidement autour de la Terre, ce qui lisse les asymétries en MLT. Les rapports (à droite), systématiquement inférieurs à 1 reflètent l'intensité plus forte du champ de convection du modèle VS. Celui-ci induit un transport radial plus efficace, injectant davantage de particules vers les régions internes.

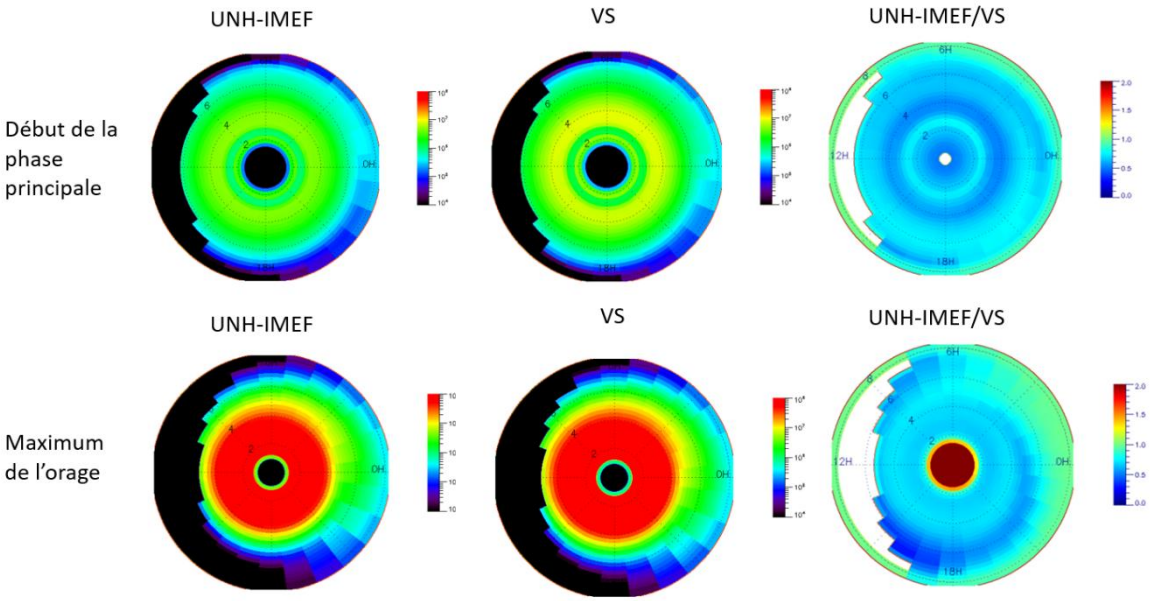


Figure 4-12 : Coupe équatoriale de flux différentiels omnidirectionnel d'électrons à 300 keV à différents instants de l'orage géomagnétique. De gauche à droite, les résultats des sorties Salammbô avec le modèle UNH-IMEF, les résultats avec le modèle VS et le rapport du modèle UNH-IMEF sur VS.

Sur la Figure 4-13, à basse énergie, le modèle UNH-IMEF induit un transport convectif asymétrique : les pertes par traversée de la magnétopause initialement localisées à 12h MLT sont transportées vers 18h MLT, tandis que les particules situées à grand L^* sont transportées préférentiellement vers 6h MLT. À l'inverse, le modèle VS tend à homogénéiser les flux, en raison de son transport azimutal plus rapide. Ces simulations révèlent aussi la forte inhomogénéité en MLT des ceintures à basse énergie. Au pic de l'orage, elles présentent des asymétries marquées et ne retrouvent pas une répartition homogène avant plusieurs jours. Enfin, la symétrie autour de minuit est préservée dans le modèle VS, alors que l'UNH-IMEF génère des maximums de flux alignés avec ses vitesses d'advection (panneaux (b) et (d) de la Figure 4-10).

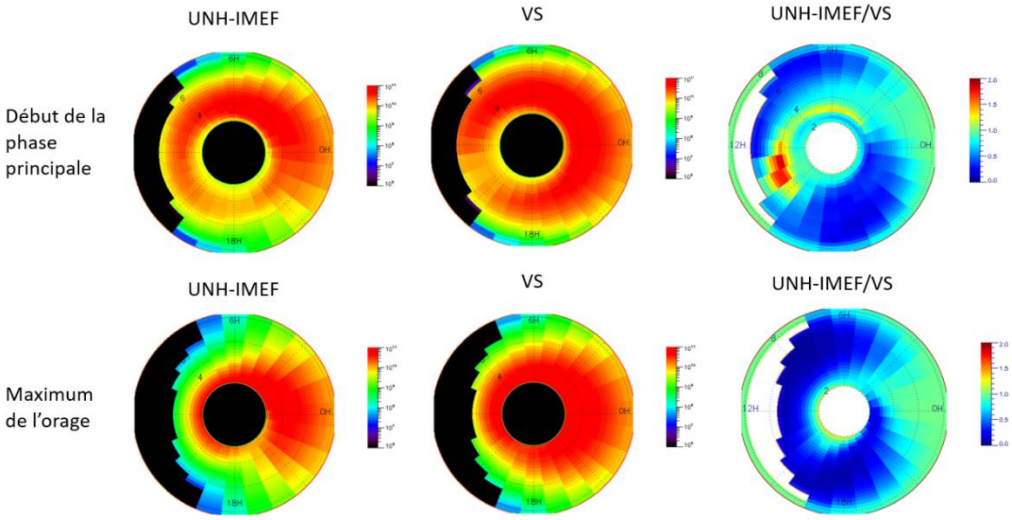


Figure 4-13 : Coupe équatoriale de flux différentiels omnidirectionnel d'électrons à 3 keV à différents instants de l'orage géomagnétique. De gauche à droite, les résultats des sorties Salammbô avec le modèle UNH-IMEF, les résultats avec le modèle VS et le rapport du modèle UNH-IMEF sur VS.

Cette comparaison montre que le modèle choisi pour décrire le champ électrique de convection influence fortement les résultats de Salammbô 4D : le modèle VS accentue le

transport et tend à homogénéiser les ceintures, alors que l'UNH-IMEF induit un transport convectif plus asymétrique en MLT. Cette première analyse souligne le rôle structurant du champ de convection. La question se pose alors de savoir si un autre mécanisme de transport radial, la diffusion radiale électrostatique, peut produire des effets comparables. C'est l'objet de la section suivante.

4.1.4 Diffusion radiale et champ électrique

4.1.4.1 Mécanisme de diffusion radiale et influence des champs électriques

La diffusion radiale est un processus clé du transport des électrons dans les ceintures de radiation. Elle résulte de fluctuations magnétiques et électriques qui perturbent la dérive des particules. Ces perturbations violent le troisième invariant adiabatique et déplacent les particules à travers les coquilles de dérive.

Si les premières études ont principalement attribué ce mécanisme aux fluctuations du champ magnétique liées aux interactions avec les ondes ULF (cf section 1.2.3 du chapitre 1), une composante électrostatique existe également. Dans le cadre théorique établi par Fälthammar, (1965, 1968), les fluctuations du potentiel électrique génèrent, pour une particule équatoriale, une vitesse radiale de dérive donnée par :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{E_\phi}{B_d} \quad [72]$$

Où E_ϕ est la composante azimutale du champ électrique et B_d est l'intensité du champ magnétique dipolaire local. Le coefficient de diffusion radial électrostatique associé, $D_{L^*L^*e}$, suit une loi de puissance en L^6 (Brautigam and Albert, 2000).

Ce type de processus est particulièrement important dans les systèmes planétaires où la dérive électrique domine, comme à Jupiter ou Saturne (Lejosne and Kollmann, 2020b). Dans la magnétosphère terrestre, l'influence des fluctuations électriques est plus limitée mais reste non négligeable. Elles contribuent surtout dans la ceinture interne et pour les populations d'électrons de basse énergie.

4.1.4.2 Modélisation de la diffusion radiale

Dans les modèles de diffusion radiale, le coefficient total D_{LL} est généralement décomposé en deux contributions :

$$D_{LL} = D_{LL_e} + D_{LL_m} \quad [73]$$

Où D_{LL_e} représente la diffusion radiale électrostatique, liée aux fluctuations du champ électrique de convection et D_{LL_m} représente la diffusion radiale électromagnétique, associée aux fluctuations du champ magnétique.

Dans Salammbô 4D, la composante électromagnétique D_{LL_m} est calculée à partir du modèle analytique de Boscher (2016), basé sur l'indice Kp (équation[23] Chapitre 2 section 2.4.1.). La composante électrostatique D_{LL_e} s'exprime selon la formulation de Cornwall (1968) paramétrisé par Brautigam & Albert (2000):

$$D_{LL_e} = \frac{1}{2} c_E E_{rms}^2 T L^6 \left(\frac{\omega_d}{E_0}\right)^2 \quad [74]$$

Les paramètres de cette expression sont définis comme suit :

E_{rms} : champ électrique quadratique moyen, paramétré par Kp pour $Kp \in [1,6]$

$$E_{rms}(Kp) = 0.26(Kp - 1) + 0.1\ mV/m \quad [75]$$

T : temps de décroissance exponentielle des fluctuations (0.75 h)
ω_d : fréquence de dérive azimutale
E_0 : énergie au repos de l'électron
c_E : constante de proportionnalité

Contrairement à la composante électromagnétique, indépendante de l'énergie, la composante électrostatique dépend explicitement de celle-ci.

La Figure 4-14 montre que, dans cette modélisation, la diffusion électrostatique domine aux basses énergies, tandis que la diffusion électromagnétique prend le dessus aux énergies plus élevées.

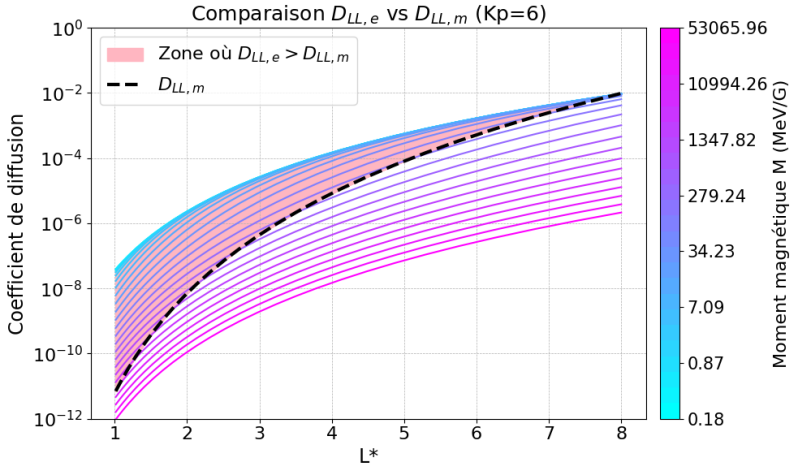


Figure 4-14: Comparaison des valeurs de D_{LL_e} et D_{LL_m} en fonction de L^* et de l'énergie pour un Kp fixe de 6. La zone en rose met en évidence les endroits où la valeur de D_{LL_e} est supérieure à celle de D_{LL_m}.

Le Tableau 4-2 précise, pour chaque valeur de L^*, l'énergie maximale en dessous de laquelle la diffusion électrostatique dépasse la diffusion électromagnétique. Ainsi, à faible L^* et à basse énergie, la diffusion radiale totale est gouvernée par la composante électrostatique.

Tableau 4-2 : Energie maximale en dessous de laquelle la valeur du coefficient de diffusion radiale électrostatique est supérieure à la valeur du coefficient de diffusion radiale électromagnétique pour un Kp fixé à 6.

L^*	1	2	3	4	5	6	7	8
Energie maximale (MeV)	41.93	3.83	0.95	0.37	0.129	0.08	0.03	$D_{LL_m} > D_{LL_e}$

Cette comparaison s'étant effectuée à une valeur de Kp fixe, je souhaite évaluer l'impact de l'indice sur la valeur des coefficients. Je me concentre ici aux basses énergies ($M = 5MeV/G$, énergies allant de 2 keV à $L^* = 8$ jusqu'à 161 keV à $L^* = 2$). La Figure 4-15 montre que la diffusion radiale électrostatique domine largement pour de faibles valeurs de Kp. Lorsque Kp augmente, l'écart se réduit puis s'inverse : la diffusion électromagnétique devient prédominante.

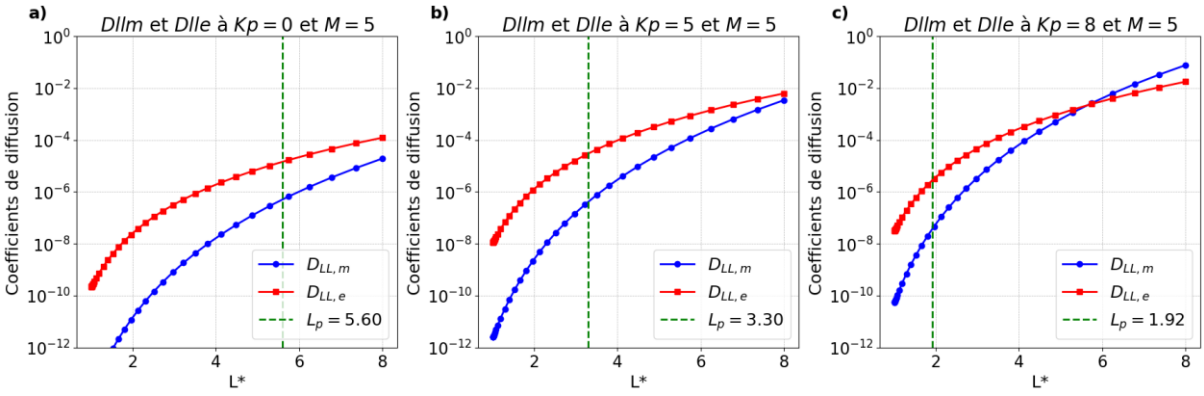


Figure 4-15 : Comparaison des valeurs des coefficients de diffusion radiale magnétique (en bleu) et électrostatique (en rouge) en fonction de L^* pour différentes valeurs de Kp à un M fixe égal à 5. La valeur de la plasmapause du modèle de Carpenter & Anderson, (1992) à chaque valeur de Kp est tracée en vert.

4.1.4.3 Comparaison de la diffusion radiale électrostatique et du transport convectif

Pour évaluer l'impact relatif de la diffusion radiale électrostatique et du champ électrique de convection, trois simulations Salammbô 4D ont été menées dans des conditions identiques :

Cas 1 : diffusion radiale électromagnétique uniquement (cas de référence comparable à la modélisation dans Salammbô 3D)
Cas 2 : diffusion radiale magnétique + transport convectif (modèle UNH-IMEF)
Cas 3 : diffusion radiale magnétique + diffusion radiale électrostatique

Toutes les simulations partent d'un état initial vide, sans interaction onde-particule ni friction-collisions, avec une condition limite uniforme à $L^* = 8$ et l'indice Kp maintenu à 4. Les comparaisons s'appuient sur le rapport des fonctions de distribution moyennées en MLT, permettant d'isoler l'effet de chaque mécanisme sur la dynamique radiale.

La Figure 4-16 compare le Cas 2 au Cas 1. À basse énergie (panneau (a)), les rapports nettement supérieurs à 1 montrent que l'ajout du transport convectif renforce l'injection radiale, poussant les particules plus profondément vers la Terre. Cette influence décroît à mesure que l'énergie augmente (panneaux (b) et (c)), mais reste visible.

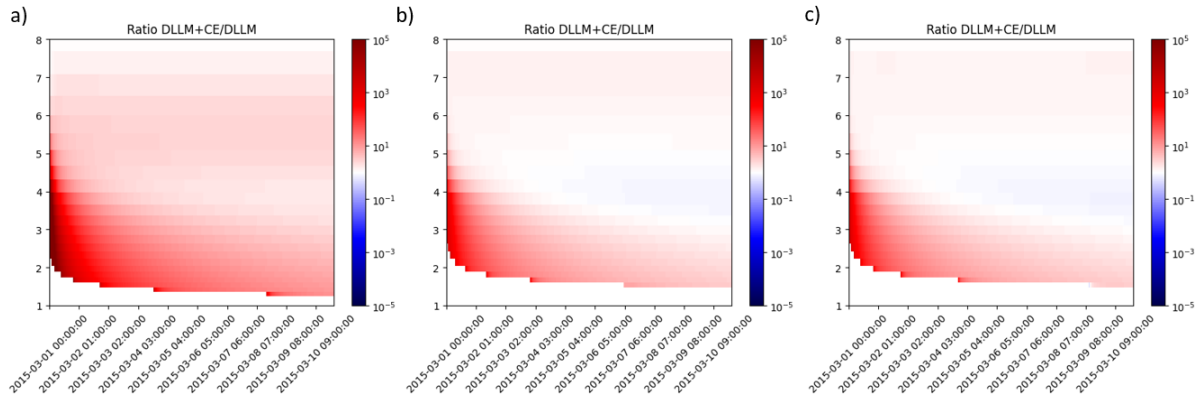


Figure 4-16 : Rapport des fonctions de distributions de la simulation Salammbô 4D avec le coefficient de diffusion radial magnétique et le transport convectif sur la simulation avec seulement le coefficient de diffusion radial magnétique. Le panneau (a) illustre ce rapport pour $\mu = 5\ MeV/G$, le panneau (b) pour $\mu = 1000\ MeV/G$ et le panneau (c) pour $M = 2000\ MeV/G$.

La Figure 4-17 permet de comparer l'apport du coefficient de diffusion radiale électrostatique (Cas 3) par rapport au coefficient de diffusion radiale magnétique (Cas 1). Les rapports observés

dans le panneau (a) sont très supérieurs à 1 pour $L^* < 3$. Cela concorde avec le fait que la diffusion radiale électrostatique est plus importante que la diffusion radiale électromagnétique à basse énergie, comme observé dans la Figure 4-14. Les panneaux (b) et (c), à plus haute énergie, présentent des rapports plus proches de 1, confirmant la dominance du terme magnétique dans des gammes d'énergie plus haute.

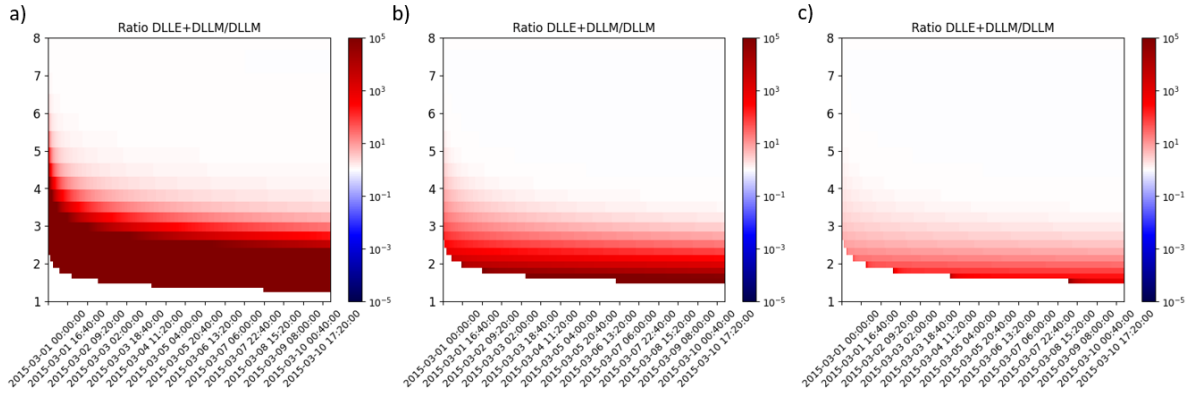


Figure 4-17 : Rapport des fonctions de distributions de la simulation Salammbô 4D avec le coefficient de diffusion radial magnétique et électrostatique sur la simulation avec seulement le coefficient de diffusion radial magnétique. Le panneau (a) illustre ce rapport pour $\mu = 5\ MeV/G$, le panneau (b) pour $\mu = 1000\ MeV/G$ et le panneau (c) pour $M = 2000\ MeV/G$.

En comparant les Figure 4-16 et Figure 4-17, je mets en évidence l'effet du niveau d'énergie sur la capacité à transporter les particules des différents processus physiques. À basse énergie (panneaux (a)), la diffusion électrostatique pousse les particules plus efficacement vers les faibles L^* que le champ électrique, mais son influence s'atténue à grandes distances radiales. À haute énergie (panneaux (b) et (c)), les deux mécanismes s'équilibrent globalement à mesure qu'on se rapproche de l'état stationnaire des ceintures de radiation.

La diffusion radiale, dans un code 3D, représente une modélisation d'un processus d'interaction dynamique. Dans le cadre 4D de Salammbô, cette notion atteint ses limites, car un champ électrique de convection correctement spécifié peut, à lui seul, reproduire un transport radial comparable à celui obtenu en 3D par l'association des coefficients de diffusion radiale électrostatique et électromagnétique. Les résultats présentés ici confirment cette équivalence de principe : à basse énergie, la convection domine largement la dynamique, tandis qu'à haute énergie, les contributions convective et diffusives apparaissent d'ampleurs similaires, leurs effets se complétant dans la description globale du transport.

Une perspective intéressante consisterait d'ailleurs à utiliser directement le champ de UNH-IMEF pour calculer D_{LL_e} dans le code 3D, afin de vérifier la robustesse de cette équivalence et la cohérence entre les deux approches.

4.1.5 Conclusion

Cette section a présenté les principaux modèles de champ électrique magnétosphérique et leur implémentation dans Salammbô 4D. Trois contributions ont été distinguées : la convection, la corotation et le champ induit. Parmi elles, le champ électrique de convection joue un rôle central dans le transport convectif, mais son impact dépend fortement du modèle retenu. La comparaison entre les modèles Volland-Stern et UNH-IMEF met en évidence deux comportements distincts, le premier produit un transport quasi symétrique et rapide, tandis que le second génère un transport plus modéré et asymétrique, plus conforme aux observations en conditions perturbées.

Je retiens en conséquence UNH-IMEF comme modèle de champ électrique de convection dans Salammbô 4D. Je privilégie un pilotage par l'IEF afin de relier directement le transport convectif aux conditions du vent solaire. Ce choix assure une modélisation du champ de convection plus réaliste et cohérente avec la dynamique de la magnétosphère.

Dans un second temps, j'ai comparé les effets de la diffusion radiale à ceux du transport convectif en séparant ses contributions électromagnétique et électrostatique. Si la littérature établit déjà la prédominance de la diffusion électromagnétique aux hautes énergies et aux grands L^*, nos simulations ont permis d'examiner plus finement le rôle de la composante électrostatique, en particulier dans les régions internes et aux basses énergies.

L'intérêt majeur de cette étude réside toutefois dans la mise en évidence d'une cohérence physique entre diffusion électrostatique et transport convectif, deux mécanismes souvent modélisés séparément, mais qui proviennent du même champ électrique de convection. Grâce à la résolution en énergie, MLT et L^* offerte par le code Salammbô 4D, il devient possible de confronter directement les effets de ces deux processus. À haute énergie, nos résultats montrent que la diffusion radiale électrostatique peut reproduire des effets similaires à ceux du transport convectif, tant en amplitude qu'en dynamique. À basse énergie, en revanche, la convection domine nettement.

4.2 Raffinement de la modélisation du processus d'interaction onde-particule

4.2.1 Rappel sur la modélisation du processus d'interaction onde-particule

Comme présenté dans le chapitre 2, les interactions résonnantes avec les ondes électromagnétiques VLF (cf section 1.2.3. du chapitre 1) participent activement dans la modulation du flux d'électrons piégés. Dans la modélisation, deux effets dominent la réponse des électrons. La diffusion en angle d'attaque achemine les particules vers le cône de perte et provoque leur précipitation atmosphérique. La diffusion en énergie, aussi appelée accélération stochastique, élève les électrons vers des énergies relativistes et s'impose durant la phase de récupération des orages.

Dans Salammbô 4D, ce processus est modélisé à l'aide de coefficients de diffusion (en angle d'attaque $D_{\alpha\alpha}$ et en quantité de mouvement D_{pp}) calculés par le code WAPI, à partir de données d'ondes issues de plusieurs missions (CRRES, POLAR, THEMIS, etc.) couvrant une large gamme fréquentielle représentative des ondes hiss et chorus. Pour les simulations Salammbô 4D, on utilise le coefficient de diffusion en énergie D_{ee}, défini comme le coefficient D_{pp} moyenné sur l'angle d'attaque.

Salammbô 4D repose sur l'hypothèse que l'équilibre est atteint rapidement sur la ligne de champ et que la distribution des particules sur la dimension en angle d'attaque s'établit plus rapidement que celle sur l'énergie ou sur L^*. Dans l'équation de diffusion, cela permet de remplacer le coefficient de diffusion en angle d'attaque par un terme de perte homogène, assimilable à un temps caractéristique de l'établissement des pertes par précipitation et noté τ.

Ce terme est défini par :

$$\tau = \frac{\int_{\alpha_l}^{\frac{\pi}{2}} g(\alpha)T(\alpha)sin2\alpha\, d\alpha}{D(\alpha_l)T(\alpha_l)sin2\alpha_l\, g'(\alpha_l)} \quad [76]$$

avec $T(\alpha)$, D et α introduit dans le chapitre 2 section 2.1 et g la distribution en angle d'attaque des électrons (Boscher et al., 2018; Lyons et al., 1972).

Dans la configuration initiale de Salammbô 4D, la classification des ondes repose sur deux régimes : un régime « calme » (appelé aussi « in ») lorsque la plasmasphère est remplie et un régime « actif » (appelé également « out ») lorsque la plasmasphère est fortement érodée. Dans cette configuration, les coefficients de diffusion sont basés sur un modèle d'onde statique et moyenné, sans distinction explicite entre les régions internes et externes à la plasmasphère. La différenciation « in » / « out » repose uniquement sur la densité plasma.

Cependant, cette approche lisse fortement les variations spatiales et temporelles des spectres d'ondes, et ne permet pas de rendre compte des dynamiques fines liées à l'activité géomagnétique ou à la structure locale du plasma.

4.2.2 Classification des ondes VLF magnétosphériques

Pour améliorer la représentativité des interactions onde-particule, j'ai intégré une nouvelle classification des ondes VLF. Elle a été élaborée dans le cadre du projet européen FARBES. L'approche combine une classification par type d'onde (hiss, lower et upper chorus) et un tri par niveau d'activité géomagnétique à partir de l'indice AE.

Le modèle d'onde s'appuie sur le jeu de données d'ondes multi-missions présenté précédemment, enrichi par les mesures des satellites RBSP. Il est associé au catalogue d'événements géomagnétiques mentionné dans la section 4.1.2.3. Ensemble, ces données servent à générer, pour chaque secteur MLT et en fonction de L^*, les coefficients de diffusion $D_{\alpha\alpha}$ et D_{ee} adaptés au niveau d'activité géomagnétique. Sur la Figure 4-18, chaque combinaison « type d'onde × niveau d'activité » et chaque secteur de MLT dispose d'un jeu de coefficients distincts.

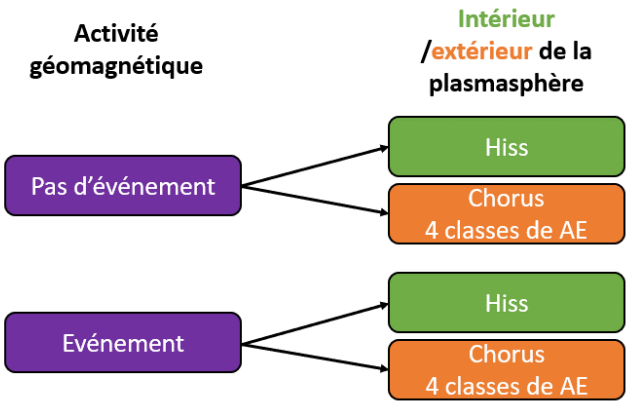


Figure 4-18 : Schéma résumant les données d'ondes utilisé pour le calcul des coefficients de diffusion et les taux de pertes.

La Figure 4-19 met en évidence l'intensité en fonction de L^* et MLT, selon le type d'onde et le niveau d'activité. Toutes les familles s'amplifient durant les événements, mais les maximas se déplacent avec le MLT et diffèrent d'un type d'onde à l'autre.

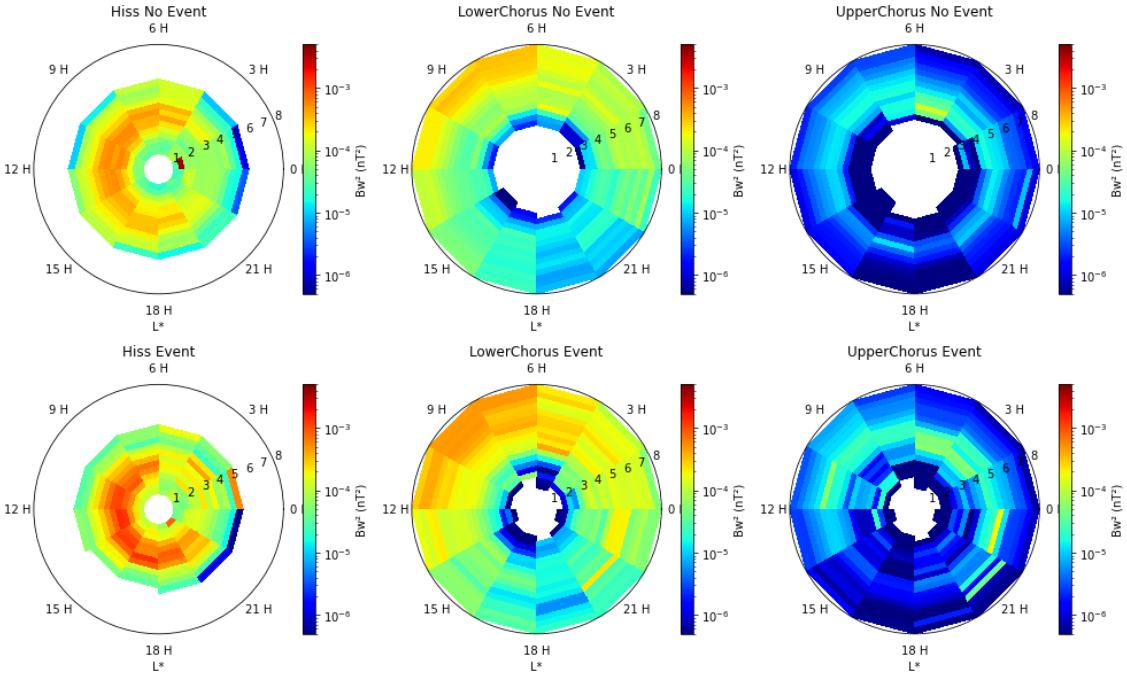


Figure 4-19 : Diagramme L^* en fonction de MLT de l'intensité des ondes Hiss et Chorus. La première colonne concerne les Hiss, la deuxième colonne les lower chorus et la troisième les upper chorus.

L'implémentation de la nouvelle classification des ondes nécessite la génération des temps caractéristiques de pertes τ et des coefficients de diffusion en énergie D_{ee} utilisés dans Salammbô 4D. Je vais, dans un premier temps, comparer la nouvelle et l'ancienne classifications après les avoir moyennés en MLT.

Sur la Figure 4-20, dans les τ « in » (colonne (b)), je peux relever la signature du slot, représentée par un creux de τ plus faibles autour du MeV vers $L^* = 3$. En comparant les τ « in » pour les deux classifications, je remarque que les τ « in » de la nouvelle classification sont plus faibles dans la région du slot. Cela signifie que la nouvelle classification induira plus de pertes par les hiss que l'ancienne. Je vois également l'augmentation des τ en fonction de l'énergie des particules dans la nouvelle classification. Ce phénomène s'explique en partie par le fait que les particules plus énergétiques sont moins susceptibles d'interagir par friction ou collision. De plus, à ces niveaux d'énergie, les interactions résonantes deviennent moins efficaces (Thorne, 2010), ce qui prolonge leur durée de vie.

Concernant les τ « out », je peux également relever des temps caractéristiques plus élevés pour les particules de haute énergie avec la nouvelle classification. Sur la figure inférieure de la colonne (a), quelques artefacts apparaissent autour de $L^* = 5$, liés à une statistique imparfaite des ondes. Par ailleurs, l'ancienne classification montre des valeurs de τ plus élevées pour les particules dont l'énergie est inférieure au MeV, comparativement à la nouvelle. Cela suggère

que la nouvelle classification favorise davantage les pertes par précipitation dans le domaine des basses énergies.

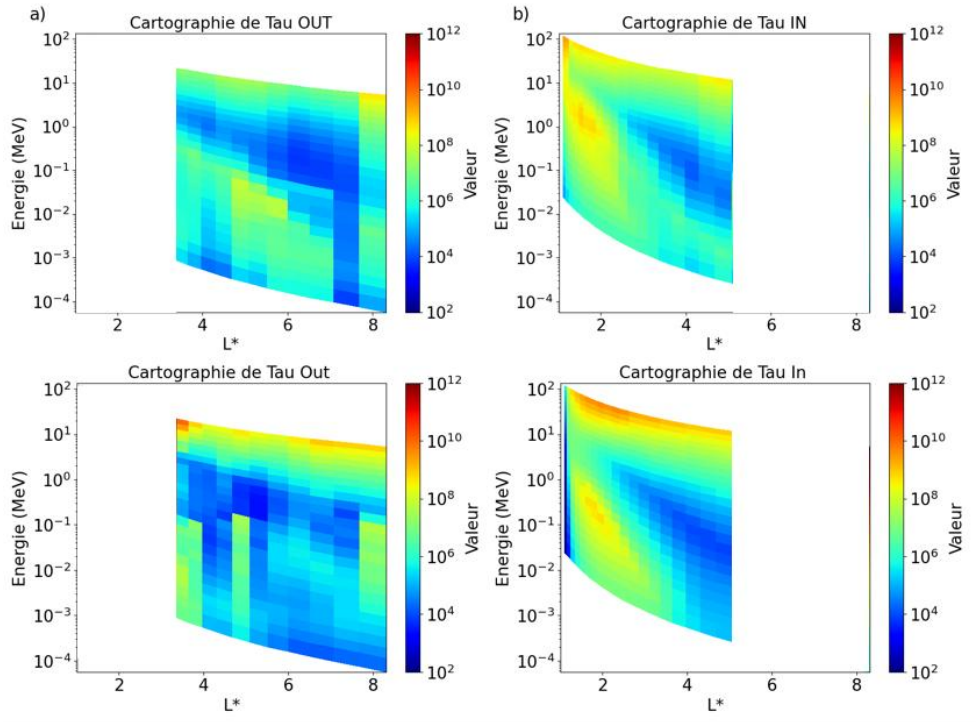


Figure 4-20 : Comparaison des cartographies des valeurs des temps caractéristiques de pertes moyennées en MLT entre la nouvelle classification (en bas) et la classification initiale (en haut). La colonne (a) illustre les temps de pertes dit « out » pour la plage de AE la plus haute correspondant aux événements les plus forts et la colonne (b) les temps caractéristiques de pertes dit « in ».

Dans la Figure 4-21, les cartographies de D_{ee} sur le panneau (a), à haute énergie et bas L^*, montrent des valeurs plus faibles que sur le panneau (b). De même pour les basses énergies et à $L^* = 6$, le panneau (b) illustre des coefficients plus forts que le panneau (a). Cela atteste d'une diffusion en énergie plus forte (et donc d'une accélération plus marquée) avec la nouvelle classification.

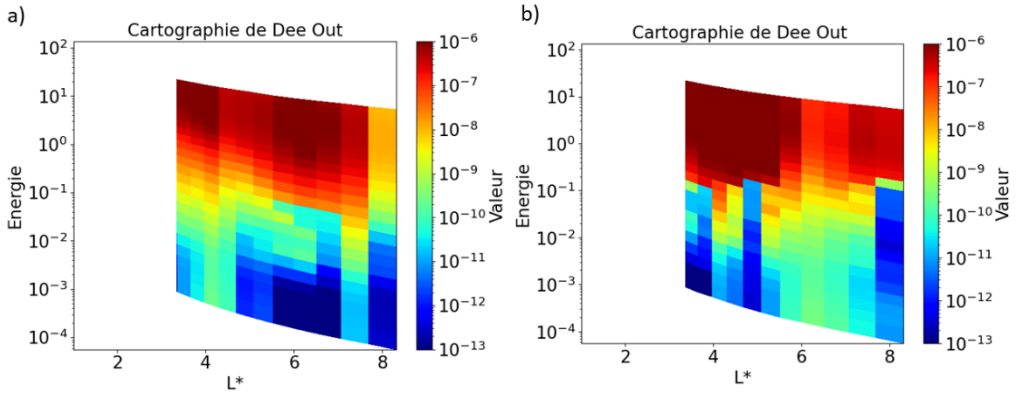


Figure 4-21 : Comparaison des cartographies des coefficients de diffusion en énergie moyennées en MLT entre la classification initiale (panneau (a)) et la nouvelle classification (panneau (b)).

Dans le but d'isoler et de quantifier l'effet de la nouvelle classification des ondes sur l'évolution des électrons, j'ai mis en place un cas d'étude simplifié. Deux simulations Salammbô 4D sont réalisées à partir d'un état initial « ceintures remplies ». Tous les processus autres que l'interaction onde-particule sont désactivés. La dynamique résulte donc uniquement des

coefficients de diffusion en énergie D_{ee} et des temps de perte τ définis par les deux modélisations.

Le panneau (a) de la Figure 4-22 met en évidence des pertes marquées à grand L^* dues aux chorus, tandis qu'à bas L^* les pertes associées aux hiss restent limitées. Ce comportement est conforme aux cartographies de taux de pertes de la Figure 4-20. En revanche, le panneau (b) révèle une structuration nette en MLT, avec des gradients plus prononcés entre 15 h et 18 h MLT. Cette différence en MLT traduit la distribution azimutale du contenu en ondes dans nos coefficients, avec une activité chorus accrue dans ce secteur pendant l'événement. Grace à la nouvelle modélisation, je préserve mieux le caractère local des interactions onde-particule et la sensibilité du système aux asymétries en MLT. Par ailleurs, ces asymétries peuvent influencer secondairement les mécanismes de transport radial. En effet, une région partiellement vidée par des pertes locales peut créer des gradients pouvant amorcer la convection ou la diffusion radiale, modulant ainsi l'évolution des ceintures.

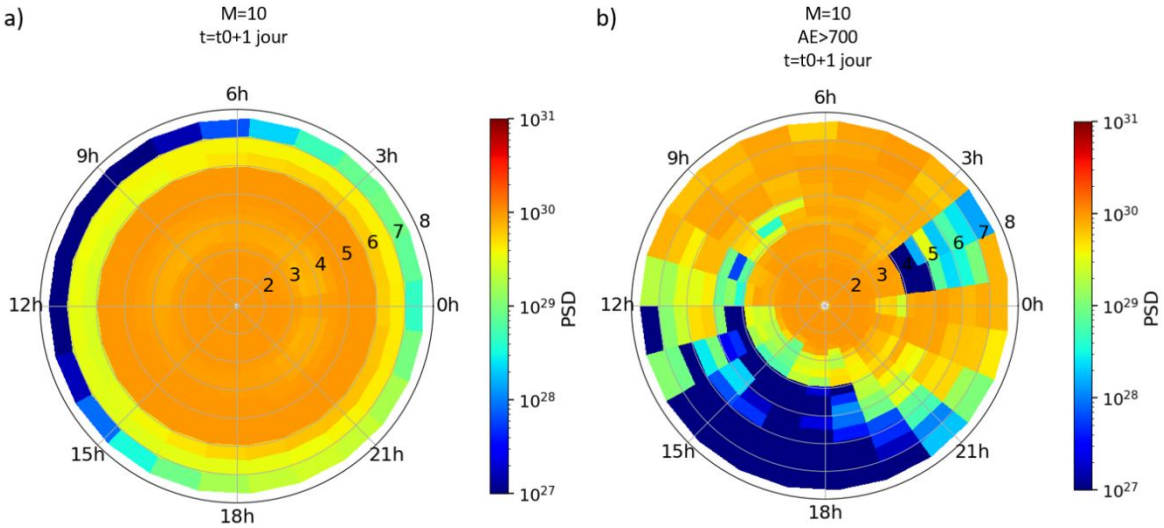


Figure 4-22 : Cartographies L^*/MLT des fonctions de distribution de simulation Salammbô 4D à $M = 10\ MeV/G$ à $t = t0 + jour$. Le panneau (a) illustre la simulation avec l'ancienne classification des ondes et le panneau (b) la nouvelle classification des ondes.

La comparaison présentée dans la Figure 4-23, où le transport convectif est activé, illustre ce phénomène. Pour $L^* > 2$, les résultats obtenus avec les deux modèles d'interaction onde-particule divergent d'un à deux ordres de grandeur. Dans le panneau (a), les ondes ne génèrent pas de gradients marqués en MLT ni en L^*. Le transport convectif a donc un impact marginal. Dans le panneau (b), les pertes induites par les ondes creusent un déficit prononcé du côté crépuscule, établissant des gradients radiaux et azimutaux forts. Le champ électrique de convection vient ensuite lisser ces gradients.

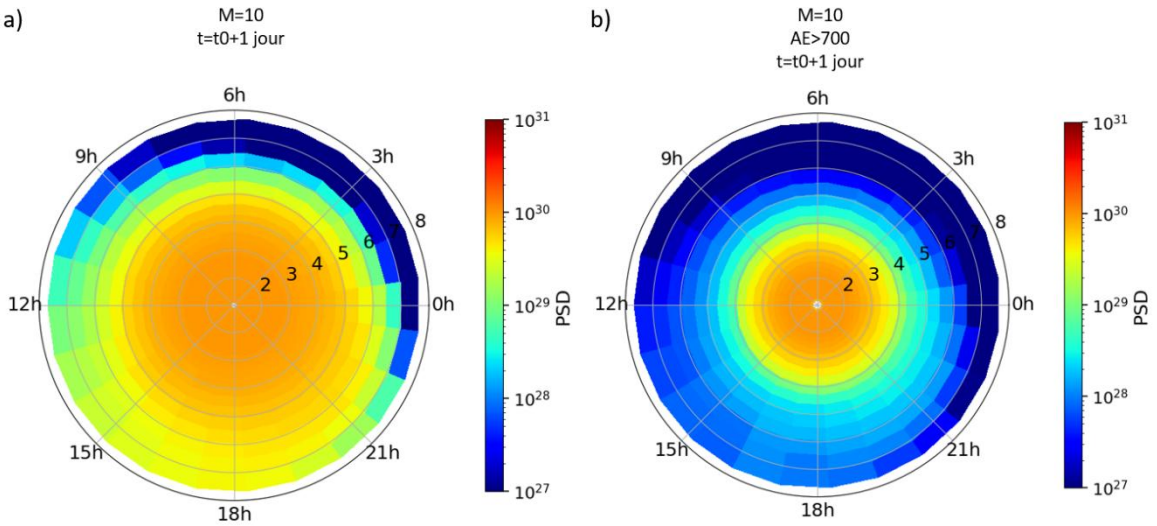


Figure 4-23 : Cartographie L^*/MLT des fonctions de distribution de simulation Salammbô 4D un jour après le début de la simulation. Le panneau (a) illustre la simulation avec l'ancienne classification des ondes et le transport convectif avec le modèle UNH-IMEF et le panneau (b) la nouvelle classification des ondes avec le transport convectif avec le modèle UNH-IMEF.

Ces résultats démontrent que l'intégration d'une classification plus fine des ondes, tenant compte à la fois du type d'onde et du niveau d'activité géomagnétique, modifie significativement la dynamique des électrons simulée, en particulier en présence de transport convectif.

4.3 Raffinement de la modélisation de la condition limite

4.3.1 Rappel des travaux antérieurs sur la condition limite

La condition aux limites imposée à $L^* = 8$ détermine l'injection d'électrons dans le domaine de calcul du code Salammbô 4D, en représentant l'apport depuis la couche de plasma. Pour rester cohérent avec Salammbô 3D, une loi kappa dérivée des données des satellites THEMIS entre 2007 et 2014 a d'abord été adoptée pour les électrons équatoriaux (Maget et al., 2015) :

$$f_{\mathrm{lim}}(E) = f_0 \left(1 + \frac{E}{\kappa T}\right)^{-(1+\kappa)} \quad [77]$$

Le passage en 4D a introduit la dépendance en MLT via une gaussienne normalisée centrée à 2h MLT, assortie d'un facteur 2π garantissant la cohérence avec la condition 3D moyennée en MLT :

$$f_{lim}(E,\varphi) = 2\pi f_0 \left(1 + \frac{E}{\kappa T}\right)^{(1+\kappa)} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\varphi - 1)^2}{2\sigma^2}\right) \quad [78]$$

Avec $f_0 = 2.97524 \times 10^{34}$, $\kappa = 3.03$, $T = 1.24 \times 10^{-23}$ et $\sigma^2 = 0.25$.

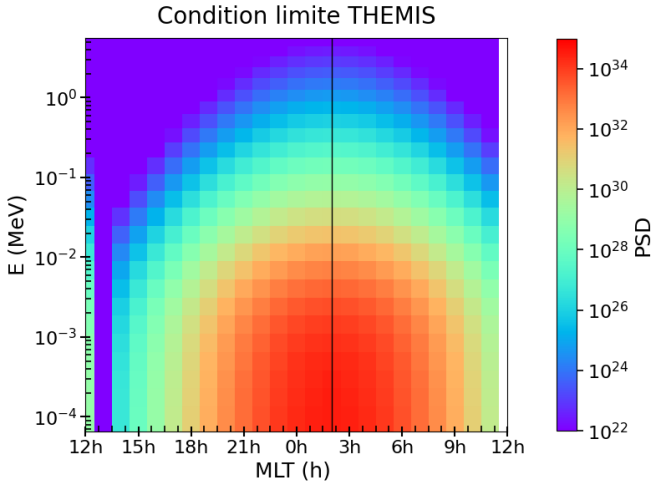


Figure 4-24 : Cartographie E/MLT de la fonction de distribution à $L^* = 8$ de la condition limite construite à partir des données THEMIS.

La Figure 4-24 met en évidence la répartition de la fonction de distribution constituant la condition limite du code Salammbô 4D. Je peux notamment y voir la symétrie en MLT due à la gaussienne centrée sur 1h MLT pour laquelle la PSD est la plus forte.

4.3.2 Introduction aux nouvelles conditions limites

Une nouvelle condition limite, numérique, a été développée à l'ONERA à partir des données satellitaires. Contrairement à l'approche analytique initialement implémentée dans Salammbô 4D, cette nouvelle version numérique permet de ne pas introduire d'erreur du fait du lissage des données par une fonction de fit, mais peut introduire des discontinuités et augmenter légèrement le coût computationnel du code Salammbô. Ce modèle a été réalisé en récupérant les données des satellites THEMIS jusqu'en 2024 dont la distance radiale a été converti en L^* à l'aide du modèle de champ magnétique calme d'Olson & Pfitzer, (1979). Le modèle calme d'Olson-Pfitzer est un modèle empirique-analytique de référence pour le champ magnétique externe terrestre, construit à partir des principaux systèmes de courants magnétosphériques (courants de Chapman-Ferraro à la magnétopause, courant annulaire, courant de queue de la magnétosphère, courants de la plasmasphère).

La comparaison des deux conditions aux limites sur la Figure 4-25 montre que, quelle que soit l'énergie, la nouvelle condition limite injecte moins de particules à proximité de minuit et davantage lorsqu'on s'en éloigne, dans les secteurs du soir et du matin. À haute énergie, le comportement reste identique quel que soit le niveau de Kp. En revanche, à basse énergie, l'injection augmente avec Kp, plus forte en période d'activité élevée (panneau (b)) qu'en période calme (panneau (a)). Enfin, au voisinage de minuit, la nouvelle condition limite injecte systématiquement moins de particules que l'ancienne, ce qui inverse localement la tendance.

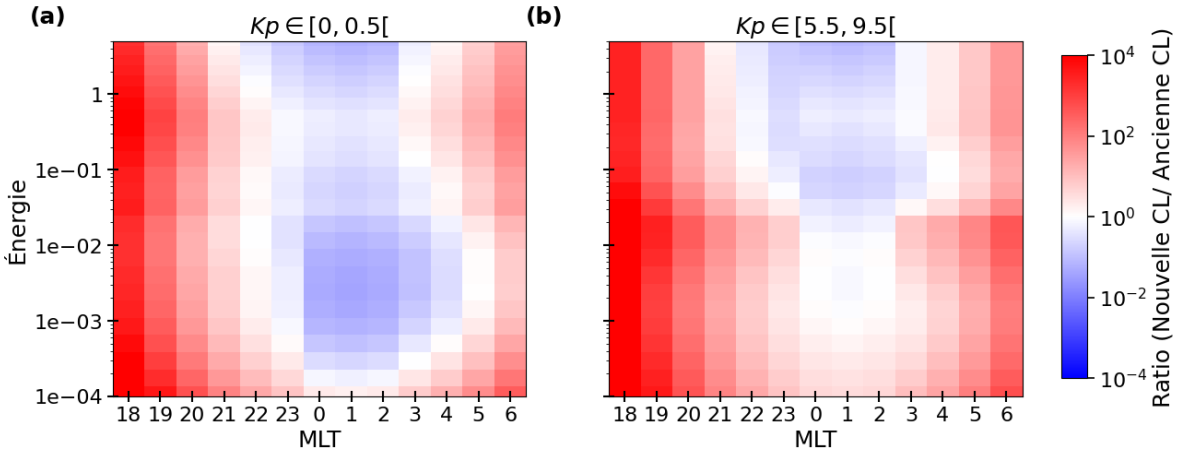


Figure 4-25 : Cartographies E/MLT des rapports des fonctions de distribution de la nouvelle condition limite sur celle qui est initialement dans Salammbô 4D par temps calme (panneau (a)) et lors de fortes activités géomagnétiques (panneau (b)).

4.3.3 Apport de la condition limite dans Salammbô 4D

Pour isoler l'effet de la nouvelle condition limite, j'ai effectué une simulation Salammbô en activant uniquement la diffusion radiale et le transport convectif à des valeurs de Kp fixées à 5 et à 2. Aucun mécanisme de pertes rapides à la magnétopause n'a été pris en compte, pas plus que les interactions onde-particule ou les collisions coulombiennes. Les ceintures sont initialisées vides afin de suivre la seule contribution de l'injection prescrite en frontière.

Le panneau (a) de la Figure 4-26 met en évidence des ratios supérieurs à 1 sur l'ensemble du domaine, avec un renforcement marqué aux MLT éloignés de minuit. Ce comportement concorde avec la tendance basse énergie observée précédemment à Kp 5 (Figure 4-25) et traduit l'effet du transport convectif, qui redistribue rapidement l'injection en azimut et accentue les contrastes hors secteur nocturne.

Le panneau (b) montre, à $L^* = 8$ des rapports cohérents avec les cartographies de la Figure 4-25. A Kp égal à 2, je retrouve des rapports moins fort que dans le panneau (a). Les populations injectées sont comparables autour de minuit. Tandis que les fortes injections vers 6h MLT sont transportées par le champ électrique de convection vers les MLT du côté jour.

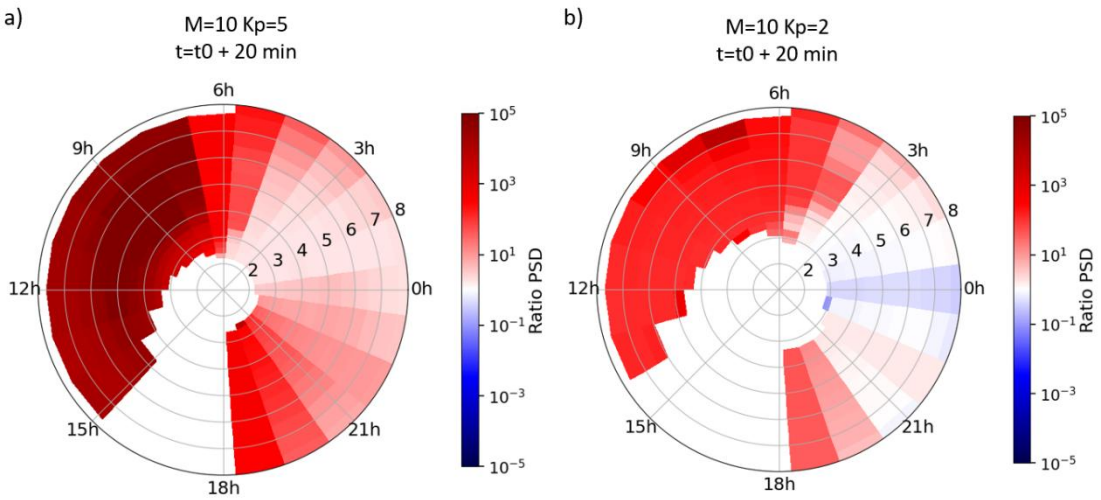


Figure 4-26 : Cartographies L/MLT des rapports des fonctions de distribution à $M = 10\ MeV/G$ en sortie de simulation Salammbô 4D avec la nouvelle condition limite sur l'ancienne. Les secteurs MLT compris entre 15 h et 18 h correspondent à des régions vides des ceintures. Le panneau (a) illustre les ratios 20 minutes après le début de la

simulation pour un Kp égal à 5 et le panneau (b) se situe 20 jours après le début de la simulation pour un Kp égal à 2.

La condition limite à $L^* = 8$ joue un rôle structurant dans la modélisation du peuplement des ceintures, en fixant le niveau d'injection dans le domaine de simulation. L'approche numérique dérivée des observations THEMIS permet d'enrichir la modélisation spatiale et énergétique des électrons injectés, en particulier dans les secteurs MLT éloignés de minuit, souvent sous-estimés dans la version analytique.

Les résultats montrent que cette nouvelle prescription intensifie l'injection azimutale hors secteur nocturne et renforce, à court terme, les asymétries en MLT. À plus long terme, le transport convectif homogénéise cette distribution dans les régions internes, tandis que le profil en MLT est conservé au voisinage de la frontière extérieure.

4.4 Modélisation de l'orage de mars 2015

À travers le chapitre précédent et celui-ci, la modélisation des processus physiques gouvernant la dynamique des électrons de basse énergie dans le code Salammbô 4D a été progressivement raffinée. Jusqu'à présent, chaque processus avait été testé indépendamment par des validations ciblées. Dans cette section, je combine l'ensemble des améliorations pour simuler un cas d'étude réaliste.

Pour cela, je m'appuie sur l'orage géomagnétique de mars 2015 pour achever ma validation.

La Figure 4-27 rapporte les flux d'électrons omnidirectionnels à 100 keV (moyennés en MLT) observés par RBSP-B à deux configurations de Salammbô 4D : la version enrichie par mes améliorations et le cas de référence correspondant au code avant mes travaux. Trois plages temporelles caractéristiques de l'orage ont été sélectionnés pour analyser mes résultats quelle que soit les phases de la dynamique. La Figure 4-28 illustre la même comparaison pour les électrons de 30 keV.

- La première plage, représentée en rouge sur la Figure 4-27 et la Figure 4-28, correspond à une phase calme précédant l'orage. À ce moment-là, les deux ceintures de radiation sont distinctes, séparées par le slot entre $L^* = 3$ et 4 comme le montre les mesures RBSP B à 100 keV.
- La seconde, en orange sur la Figure 4-27 et la Figure 4-28, coïncide avec la phase principale de l'orage. Les mesures RBSP B à 100 keV montrent une injection rapide de particules vers les faibles valeurs de L^*, typique d'un régime dominé par la diffusion radiale lors de forte activité géomagnétique. Ce comportement est également reproduit par les deux simulations Salammbô 4D à 100 keV. Par ailleurs, sur la Figure 4-27, les données mesurées révèlent une chute brutale des flux à grande distance radiale juste avant la forte injection par la diffusion radiale, caractéristique d'un dropout lié à un *magnetopause shadowing*.
- La troisième plage, en vert sur la Figure 4-27 et la Figure 4-28, correspond à la phase de relaxation de l'orage. Durant cette période, les effets des interactions onde-particule deviennent progressivement prédominantes. On observe alors sur la Figure 4-27, une reformation du slot autour de $L^* \approx$ 2-3, signe d'un rétablissement progressif des ceintures via l'effet des ondes hiss dans la plasmasphère.

Pour compléter cette analyse temporelle, la dimension radiale a été segmentée en trois bandes en L^*, afin de séparer au mieux les régimes physiques dominants dans les ceintures de rabiation.

- La première plage, comprise entre $L^* = 2$ et $L^* = 4$, est généralement située à l'intérieur de la plasmasphère. Dans cette région, les électrons sont principalement soumis à des pertes par diffusion en angle d'attaque induites par les ondes hiss et lightning whistler.

- La deuxième plage, entre $L^* = 4$ et $L^* = 6$, correspond à la zone centrale de la ceinture externe. Elle est le siège d'une dynamique complexe, mêlant diffusion radiale, accélération par interaction résonante avec les ondes de type chorus et transport convectif sous l'effet du champ électrique de convection.
- Enfin, la troisième plage, située entre $L^* = 6$ et $L^* = 8$, correspond à la frontière externe des ceintures. Cette région est particulièrement sensible aux effets du *magnétopause shadowing* et aux injections de particules issues de la condition limite imposée dans le code.

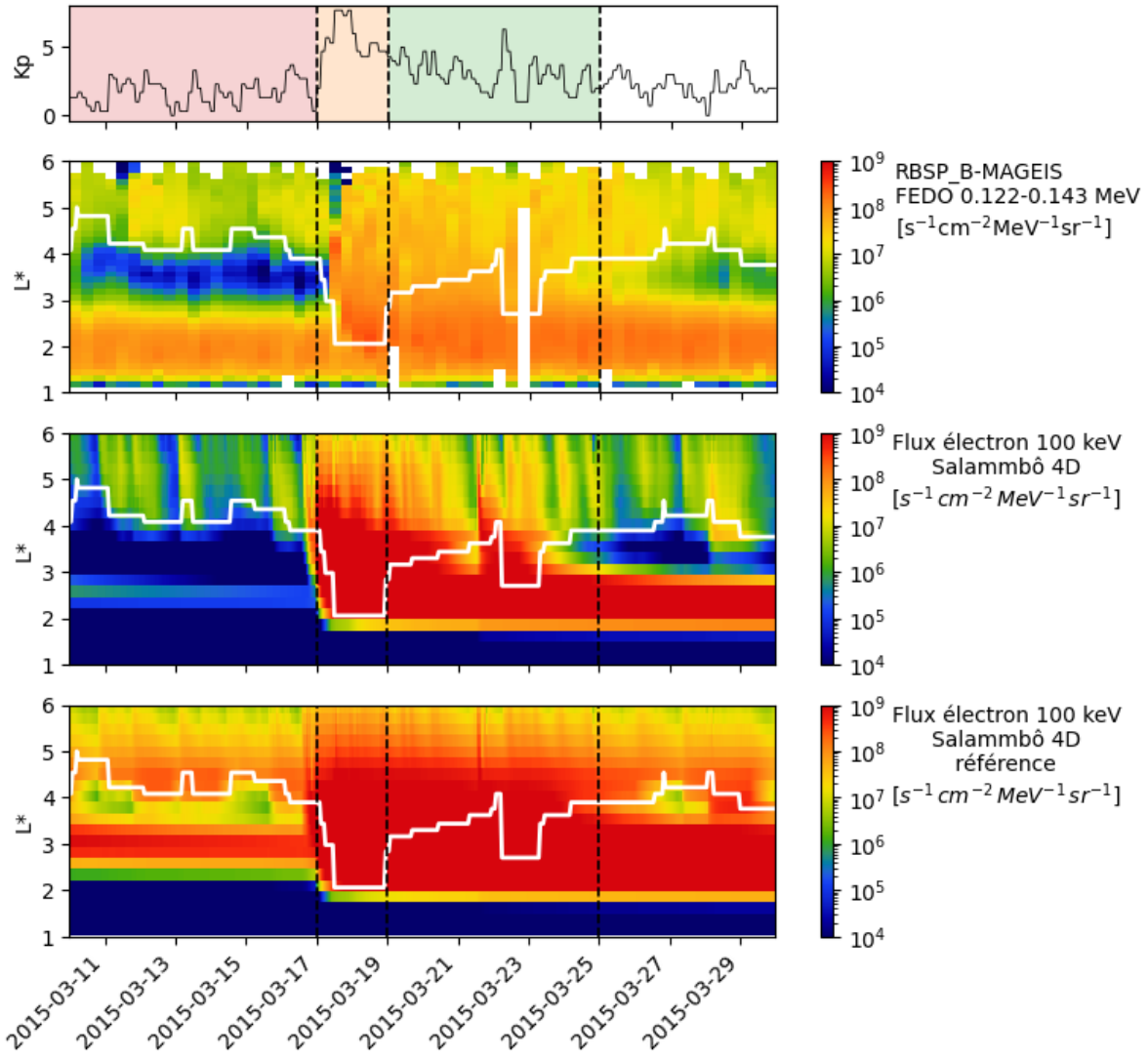


Figure 4-27 : De haut en bas. Evolution de l'indice Kp au cours de l'orage de mars de 2015. Cartographie L/temps des flux différentiels omnidirectionnel d'électrons à 130 keV mesuré par RBSP B avec l'instrument MAGEIS. Cartographie L/temps des flux différentiels omnidirectionnel d'électrons à 100 keV moyennés en MLT simulés par la version modifiée de Salammbô 4D. Cartographie L/temps des flux différentiels omnidirectionnel d'électrons à 100 keV moyennés en MLT simulés par la version de référence de Salammbô 4D. Le trait blanc indique la position de la plasmapause donnée par le modèle de Carpenter et Anderson (1992).

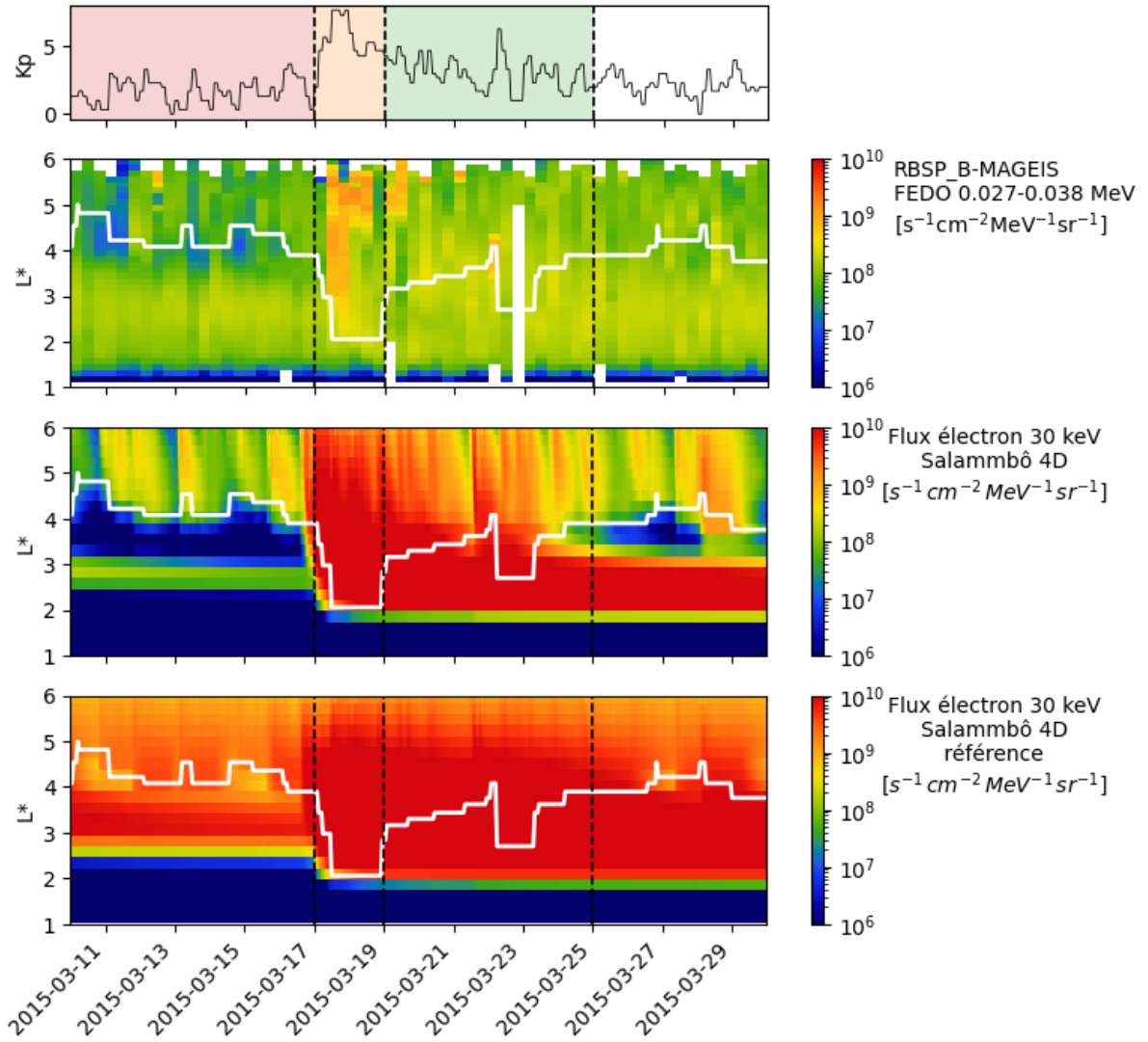


Figure 4-28 : De haut en bas. Evolution de l'indice Kp au cours de l'orage de mars de 2015. Cartographie L/temps des flux différentiels omnidirectionnel d'électrons à 30 keV mesuré par RBSP B avec l'instrument MAGEIS. Cartographie L/temps des flux différentiels omnidirectionnel d'électrons à 30 keV moyennés en MLT simulés par la version modifiée de Salammbô 4D. Cartographie L/temps des flux différentiels omnidirectionnel d'électrons à 30 keV moyennés en MLT simulés par la version de référence de Salammbô 4D. Le trait blanc indique la position de la plasmapause donnée par le modèle de Carpenter et Anderson (1992).

La Figure 4-29 présente la cartographie de la position de la sonde RBSP B en MLT en fonction de L^*. Elle montre que, durant cet orage, le satellite se trouve majoritairement du côté nuit à grand L^*. Par conséquent, l'effet du *magnetopause shadowing* n'est observé qu'indirectement : au maximum de l'orage, la baisse de flux mesurée provient du transport du dropout depuis le côté jour vers le côté nuit, plutôt que d'un franchissement direct de la magnétopause par la sonde.

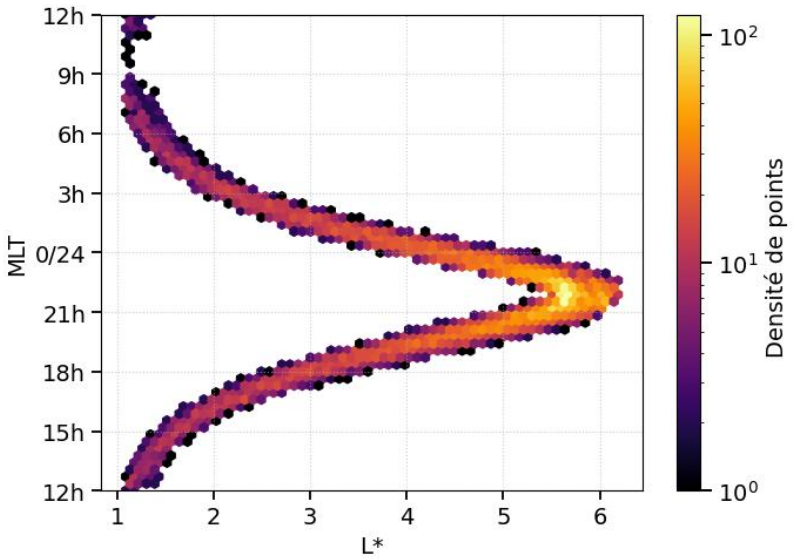


Figure 4-29 : Trajectoire du satellite RBSP-B représentée en coordonnées (L^*, MLT) au cours de l'orage géomagnétique de mars 2015. La couleur indique la densité de points le long de l'orbite.

Cinq configurations de simulation du code Salammbô 4D sont comparées. Chacune permet de mettre en avant d'apport d'un raffinement de la modélisation réalisé au cours de mon travail de thèse. L'implémentation de chaque processus suit l'ordre présenté dans ce manuscrit.

- Le cas 1, correspond au cas de référence. Il s'agit en effet de la version du code Salammbô 4D au début de la thèse.
- Le cas 2 correspond à la modélisation Salammbô 4D de référence dont la modélisation des pertes rapides inclut le nouveau modèle de position de la magnétopause.
- Le cas 3 correspond au cas 2 dont la modélisation du transport convectif par le champ électrique est inférée par le modèle numérique UNH-IMEF.
- Le cas 4 correspond au cas 3 dont la modélisation des interactions onde-particule prend en compte la nouvelle classification des ondes pilotée par l'indice AE.
- Le cas 5 correspond au cas dont la modélisation de l'injection de particule prend en compte la nouvelle condition limite dynamique.

Le Tableau 4-3 détaille pour chaque processus physique modélisé les modèles utilisés dans le code Salammbô 4D :

Tableau 4-3 : Description des cinq cas de simulation comparés. Les cases vertes mettent en avant le processus physique dont la modélisation a été raffinée par rapport au cas précédent.

	Condition initiale	Diffusion radiale	Modèle de magnétopause	Champ électrique	Classification des ondes	Condition limite

Cas 1	Vide au 1er mars 2015	Brautigam & Albert, (2000)	Herrera, (2017)	VS avec paramétrisation de Boscher, (2010)	Simple (État calme et perturbé)	THEMIS (Maget et al., 2015)
Cas 2		Brautigam & Albert, (2000)	Kiraz et al., (2025)	VS avec paramétrisation de Boscher, (2010)	Simple (État calme et perturbé)	THEMIS (Maget et al., 2015)
Cas 3		Brautigam & Albert, (2000)	Kiraz et al., (2025)	UNH-IMEF (Matsui et al., 2013)	Simple (État calme et perturbé)	THEMIS (Maget et al., 2015)
Cas 4		Brautigam & Albert, (2000)	Kiraz et al., (2025)	UNH-IMEF (Matsui et al., 2013)	Raffinée (4 classes en AE et statistique dépendant du MLT)	THEMIS (Maget et al., 2015)
Cas 5		Brautigam & Albert, (2000)	Kiraz et al., (2025)	UNH-IMEF (Matsui et al., 2013)	Raffinée (4 classes en AE et statistique dépendant du MLT)	Nouvelle condition limite numérique THEMIS

Les résultats des différentes simulations ont été comparés aux mesures in situ du satellite RBSP-B, tels qu'elles ont été acquises le long de son orbite.

Les Figure 4-30 et Figure 4-31 illustrent les nuages de points comparant les flux d'électrons omnidirectionnels des mesures RBSP B aux flux simulés pour chacune des simulations présentées et pour les différentes plages temporelle et spatiales décrites précédemment, aux énergies de 30 keV et 100 keV.

Dans le cas 30 keV, sur la Figure 4-30, on observe que les flux d'électrons sont surestimés dans le cas de référence, à tous les instants de l'orage et pour toutes les valeurs de L^*. A bas L^*, les cas 4 et 5, qui incluent la nouvelle classification des ondes, se rapprochent davantage de l'axe $x = y$ pour les périodes avant et après l'orage (panneaux (a) et (c)), non dominées par la diffusion radiale.

Pour les valeurs de L^* entre 4 et 6 en dehors du pic de l'orage (panneaux (d) et (f)), on s'attend à voir l'effet des pertes de particules via l'interaction résonante avec les ondes de type hiss plasmasphérique, la plasmapause étant plus éloignée qu'au pic de l'orage (Figure 4-28). En effet comme montré dans la section 4.2.2 (Figure 4-20), les valeurs de τ sont plus faibles pour la nouvelle classification que pour l'ancienne à ces valeurs de L^*. C'est ce qu'on observe pour les cas 4 et 5 intégrant le nouveau modèle d'onde, plus proches de l'axe $x = y$.

Au pic de l'orage, sur le panneau (e), on s'attend à une mise en évidence de l'apport de particules de la condition limite par la diffusion radiale. En effet, comme montré en section 4.3.2 (Figure 4-25), la nouvelle condition limite injecte davantage de particules pour des MLT hors de la fenêtre [23h -3h]. Cette injection supplémentaire, couplée à la diffusion radiale,

amplifie les flux simulés, surtout aux faibles L^* (Brautigam and Albert, 2000). Ce comportement est observé pour le cas 5 surestimant les flux d'électrons à 30 keV.

Comme vu dans la section 4.1.3.1 sur la Figure 4-10, l'amplitude du champ électrique du modèle UNH-IMEF étant moins forte que le modèle VS, on s'attend à ce que les particules soient moins rapidement transportées radialement. Cela est visible pour les cas 3 et 4 croisant l'axe $x = y$ au maximum de l'orage.

Pour les grandes valeurs de L^* (panneaux (g) à (h)), le nombre de points de mesure devient limité. Cela s'explique par le fait que le L^* maximal de RBSP B se situe autour de 6.3. Je relève toutefois un rapprochement des flux estimés de l'axe $x = y$ à tout instant de l'orage par rapport au cas de référence. L'énergie basse des électrons et le fait que le satellite se trouve du côté nuit pendant l'orage (Figure 4-29) ne permettent pas de révéler des différences significatives induites par le modèle de magnétopause. Avant l'orage, sur le panneau (g), le cas 5 reste le plus centré sur l'axe $x = y$, indiquant une amélioration de l'estimation des flux d'électrons de 30 keV.

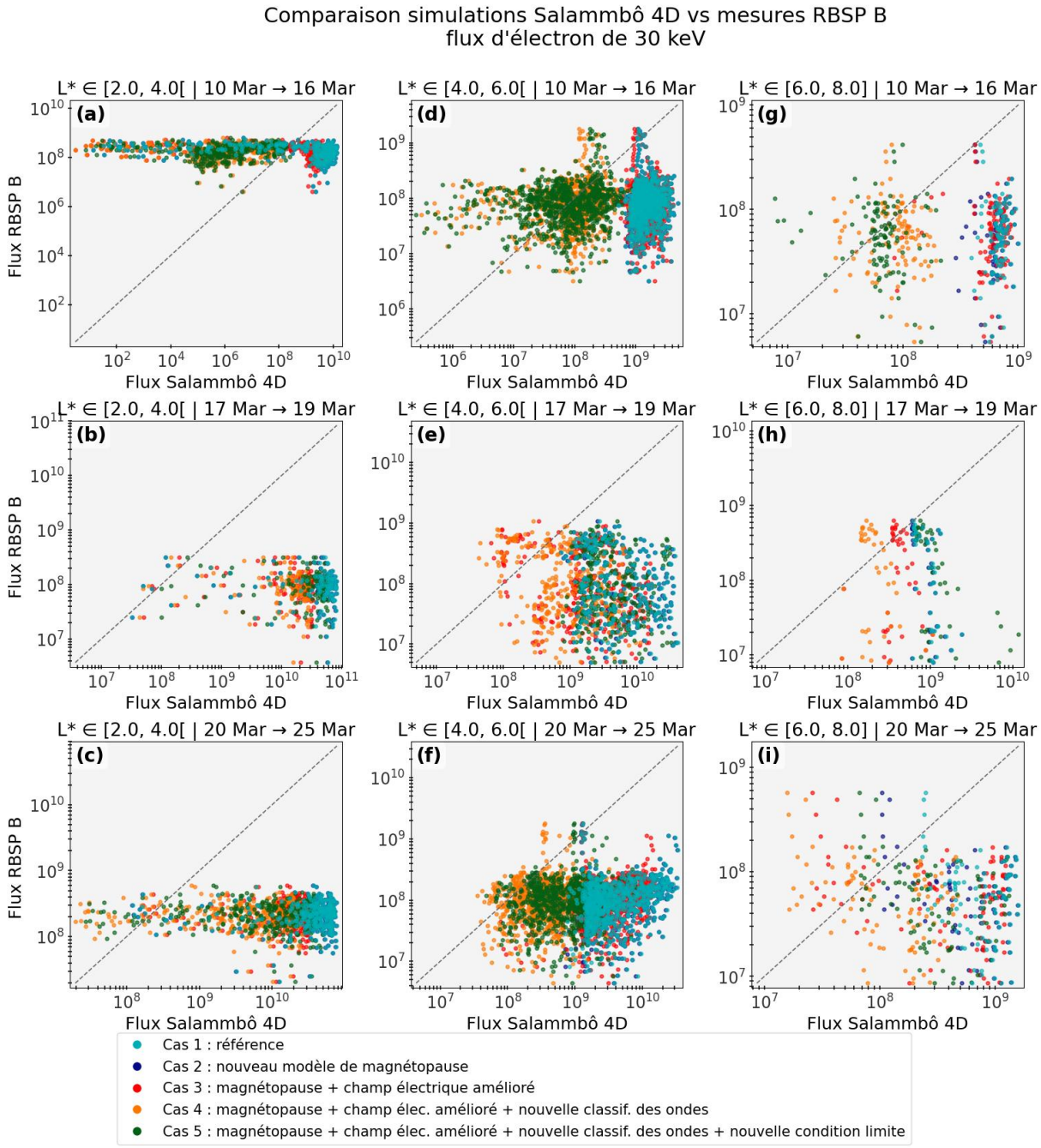


Figure 4-30 : Comparaison des flux d'électrons à 30 keV aux différentes étapes de l'orage (avant, pic, après), pour les trois bandes de L^*(2-4,4-6 et 6-8), entre les simulations (cas 1 à 5) et les mesures RBSP-B.

Si on s'intéresse maintenant aux résultats de 100 keV, on s'aperçoit que, sur la Figure 4-31, à bas L^*, les cas 2 et 3 en plus du cas de référence se rapprochent davantage de l'axe $x = y$ pour les instants avant l'orage (panneau (a)). Pendant l'orage, sur le panneau (b), les flux sont systématiquement surestimés par tous les cas de simulation. Sur le panneau (c), après l'orage, les cas 1, 2 et 3 n'incluant pas la nouvelle classification des ondes surestiment les flux d'électrons de 100 keV alors que les cas 4 et 5 se rapprochent de l'axe $x = y$.

Pour les valeurs de L entre 4 et 6, les cas 1, 2 et 3 sont plus proches de l'axe $x = y$, sur le panneau (d), avant l'orage. Pendant l'orage, sur le panneau (e), les flux issus du cas 1 et 2 sont surestimés, ceux du cas 3 et 4 sont sous-estimés. Le cas 5 sous-estime légèrement les flux avant et après l'orage (panneaux (d) et (f)) mais est centré sur l'axe $x = y$ au moment du pic (panneau

(e)). Cela met en évidence l'amélioration de l'estimation des flux d'électrons à 100 keV par rapport au cas 1.

A grande valeur de L^* (panneaux (g) à (i)), les flux sont systématiquement sous-estimés. L'influence du modèle de magnétopause est mise en évidence au pic de l'orage (panneau (h)). L'énergie plus élevée des électrons à 100 keV permet de mieux percevoir l'effet du *magnetopause shadowing* comparé aux flux à 30 keV, malgré la localisation nocturne du satellite (Figure 4-29). La réduction des flux observée à L^* élevé côté jour due au *magnétopause shadowing* s'étend vers le côté nuit au fur et à mesure de l'évolution de l'orage sous l'effet du transport convectif.

Pour vérifier cette explication, on rapporte dans la Figure 4-32, des cartographies L*/MLT des fonctions de distribution à $M = 80\ MeV/G$ (correspondant à des particules de 100 keV à $L^* = 6$) pendant le pic de l'orage le 18/03/2015 pour le cas 1 et le cas 2. La comparaison montre des distributions plus faibles dans le cas 2 que dans le cas 1 au niveau de la position de la sonde, confirmant l'impact du shadowing.

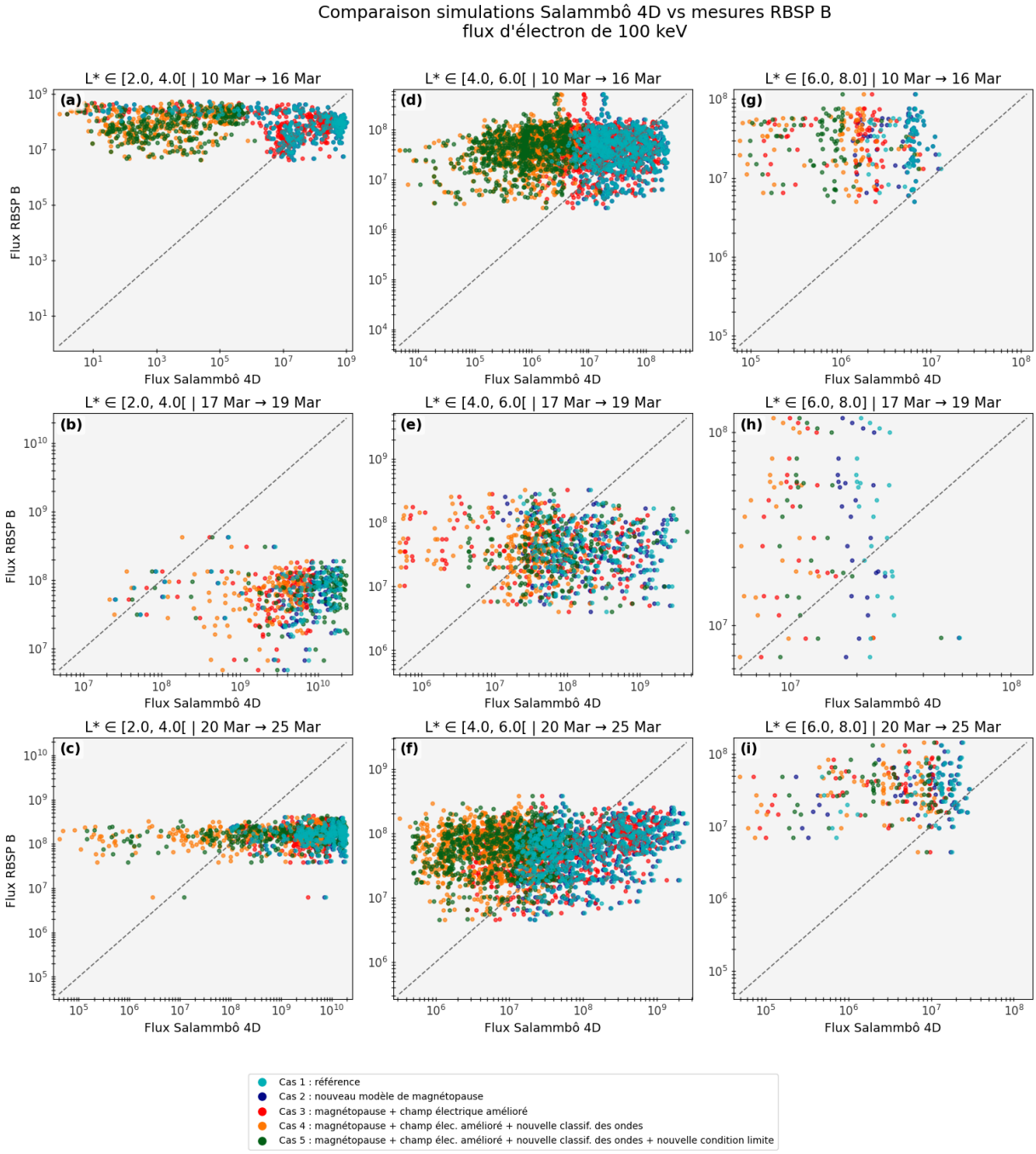


Figure 4-31 : Comparaison des flux d'électron à 100 keV aux différentes étapes de l'orage (avant, pic, après), pour les trois bandes de L^*(2-4,4-6 et 6-8), entre les simulations (cas 1 à 5) et les mesures RBSP B.

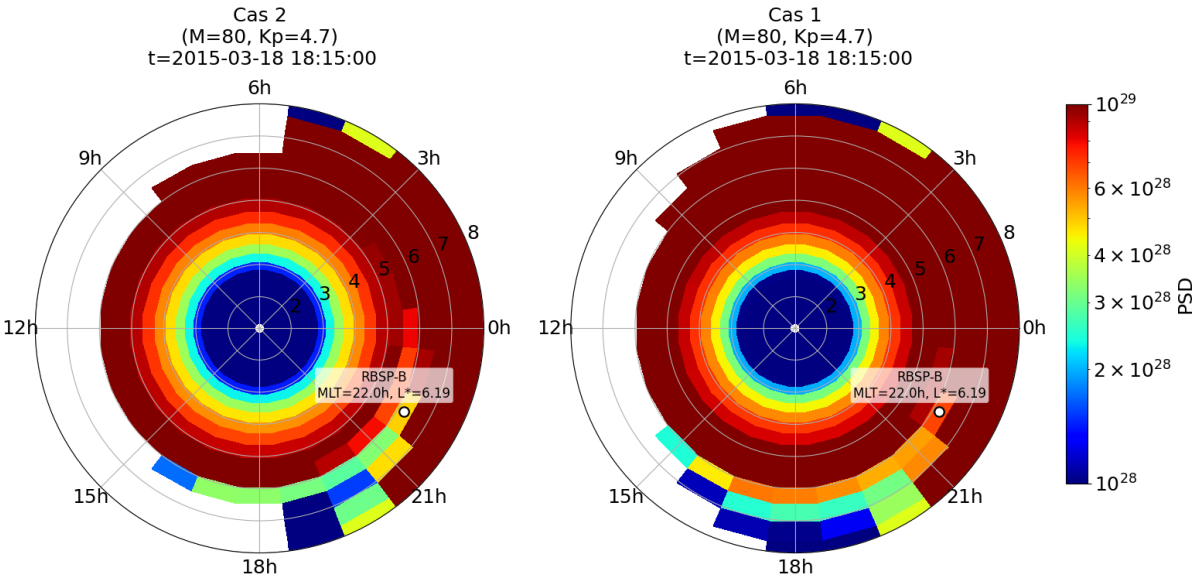


Figure 4-32 : Cartographies L/MLT des fonctions de distribution à $M = 80\ MeV/G$ des cas 1 et 2 avant la phase principale de l'orage de mars 2015. Le point blanc représente la position du satellite RBSP B au même instant.

Cette section a permis d'évaluer, dans un cadre réaliste, la contribution de chaque raffinement du modèle Salammbô 4D proposé lors de ce travail de thèse à la simulation des flux d'électrons de basse énergie au cours d'un orage géomagnétique. Cette analyse a permis d'identifier les mécanismes les plus déterminants selon l'énergie, l'instant et la localisation.

À 30 keV, l'introduction de la nouvelle classification des ondes (cas 4 et 5) améliore significativement la modélisation des pertes par précipitation dans l'atmosphère, en particulier aux valeurs de L^*entre 4 et 6. À 100 keV, l'effet du *magnétopause shadowing* (cas 2 et suivants) devient prépondérant, notamment à grande distance radiale. Pour les L^*entre 4 et 6, la combinaison des raffinements permet l'estimation des flux de particules la plus proche de l'axe $x = y$ lors du pic de l'orage.

L'effet du champ électrique UNH-IMEF (cas 3 à 5) se manifeste par une meilleure restitution de la dynamique radiale, notamment en limitant les surestimations liées à un transport trop rapide. Enfin, la nouvelle condition limite (cas 5) injecte davantage de particules dans les secteurs MLT hors [23h - 3h]. Son effet est particulièrement visible au pic de l'orage, lorsque la diffusion radiale amplifie cette injection supplémentaire.

De manière générale, chaque amélioration ciblée apporte une contribution spécifique à la modélisation globale des ceintures. Leur combinaison dans le cas 5 conduit à une simulation mieux alignée sur les mesures, en particulier pour les particules de 30 keV.

Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter et de valider le travail réalisé pour affiner la représentation physique des processus intervenant dans la modélisation 4D des ceintures de radiation. La modélisation du transport convectif a été amélioré via l'implémentation d'un nouveau modèle numérique de champ électrique (UNH-IMEF). Grâce à une analyse par superposition d'époques, le paramètre IEF a été retenu comme variable de pilotage. Ce choix permet une modélisation du transport convectif en lien direct avec les conditions amont dans le vent solaire. La modélisation des interactions résonantes onde-particule a ensuite été améliorée, via l'implémentation d'une nouvelle classification des ondes VLF tenant compte de l'activité géomagnétique (via l'indice AE). Puis, la modélisation de l'injection de particule a été raffinée via l'intégration d'une nouvelle condition limite numérique dépendante de l'activité géomagnétique.

L'ensemble de ces raffinements a enfin été évalué en simulant l'orage géomagnétique de mars 2015. Cinq cas de simulation, correspondant à différentes combinaisons des processus raffinés, ont été comparés aux mesures in situ du satellite RBSP B pour deux énergies représentatives de la population des basses énergies (30 keV et 100 keV). La combinaison de l'ensemble des raffinements dans la version finale du code fournit une simulation plus en accord avec les observations, en particulier pour les électrons à 30 keV. Ce travail souligne ainsi l'importance d'une modélisation physique dynamique et dépendante du MLT pour restituer fidèlement la dynamique des électrons de basse énergie dans les ceintures de radiation.

Conclusion et perspectives

Avec ce travail de thèse, je me suis concentrée sur l'amélioration de la modélisation de la dynamique des particules de basse énergie dans la version à quatre dimensions (4D) du code Salammbô développé à l'ONERA. La compréhension fine de la physique des populations de particules de basse énergie est cruciale pour modéliser la dynamique globale de la magnétosphère, mais aussi spécifiquement pour évaluer les risques de décharges électrostatiques auxquels sont exposés les satellites en orbite lors d'épisodes d'activité géomagnétique intense. Si la version 3D du code Salammbô offre une restitution robuste de la dynamique des particules de haute énergie, son extension à basse énergie dans Salammbô 4D nécessitait un raffinement de la modélisation de plusieurs processus physiques clés. Ce travail d'amélioration s'appuie sur la robustesse numérique et la stabilité du code issues des travaux de Herrera (2017).

Après avoir exposé le cadre physique et théorique décrivant la modélisation des particules piégées, j'ai exploré la modélisation de plusieurs processus physiques intervenant dans la dynamique des électrons de basse énergie.

Tout d'abord, pour mieux décrire les pertes rapides, j'ai développé un nouveau modèle de magnétopause exprimé en coordonnées géomagnétiques à partir de la formulation de Shue et al. (1998). Une base de données long terme a d'abord été générée, puis exploitée pour établir une loi empirique statistiquement représentative de la position de la magnétopause. Sa validation, réalisée à partir d'un catalogue récent de traversées satellitaires, a montré une précision satisfaisante, compatible avec la résolution de la grille L^* de Salammbô. Intégré au code, le modèle 4D produit des pertes plus progressives et conserve davantage de particules dans les coquilles externes que l'approche précédente de Herrera et al. (2016). Ces particules préservées sont ensuite transportées par le champ électrique vers des régions plus internes, modifiant ainsi la dynamique globale. L'étude de cas de l'orage de mars 2015 illustre la cohérence accrue du processus de pertes rapides avec les conditions de vent solaire et apporte ainsi une modélisation plus réaliste du *magnetopause shadowing*, en particulier lors des événements géomagnétiques intenses.

La modélisation du champ électrique de convection a ensuite été revue. Après une étude bibliographique, j'ai retenu le modèle numérique UNH-IMEF, dérivé des mesures de champ électrique des satellites Cluster. Pouvant être piloté par l'indice Kp ou l'IEF (« *interplanetary electric field* »), une étude statistique a porté mon choix sur le second indice. Ce basculement vers un paramètre directement issu du vent solaire marque un progrès important. Contrairement à l'indice Kp, qui traduit une réponse différée et intégrée de la magnétosphère, l'IEF permet de relier la convection de façon plus directe et physique au forçage externe du vent solaire. Le modèle a été implémenté dans Salammbô 4D et ses effets ont été comparés à ceux de la diffusion radiale électrostatique. Cette étude a mis en évidence une différence de la réponse des particules en fonction de leur plage d'énergie.

La prise en compte des processus d'interaction onde-particule dans Salammbô 4D a également été améliorée grâce à l'intégration d'une nouvelle classification des ondes VLF, développée dans le cadre du projet européen FARBES. Cette classification, plus fine, tient compte à la fois de l'intensité des événements géomagnétiques via l'indice AE et de la localisation en MLT des ondes, en se fondant sur une base de données de mesures d'ondes issues de plusieurs missions. Cette avancée a permis de mieux représenter la complexité spatiale et temporelle des interactions entre les particules piégées et les ondes.

En complément, une nouvelle condition limite numérique, développée à l'ONERA à partir des données des satellites THEMIS, a été intégrée dans le code Salammbô 4D. Elle présente l'avantage de ne pas reposer sur une forme analytique statique, mais sur les distributions observées, intégrant ainsi les asymétries spatiales et les variations d'activité géomagnétique. Son implémentation dans Salammbô 4D permet d'améliorer significativement la description des injections d'électrons à la frontière externe du domaine simulé.

J'ai évalué séparément chacun de ces raffinements, en isolant leurs incréments élémentaires, puis je les ai combinés dans le cas d'étude de l'orage géomagnétique de mars 2015. Les simulations ont été confrontées aux données de mesures in situ de la sonde Van Allen Probes B. Cette comparaison a révélé les différences induites par chaque raffinement selon la phase de l'orage, le L^* et l'énergie des particules. La nouvelle classification des ondes a montré un fort impact sur la restitution des pertes plasmasphériques à 30 keV. Le modèle de magnétopause s'est révélé déterminant pour les électrons de 100 keV, en particulier dans les régions externes soumises aux effets de *dropout* lors de fortes activités géomagnétiques. Le champ électrique UNH-IMEF a permis de limiter les surestimations liées à l'ancienne modélisation trop rapide du transport convectif, et la nouvelle condition limite externe a accentué les injections dans les secteurs MLT éloignés de minuit, influençant fortement les flux lors des phases actives.

Chacune de ces améliorations apporte une contribution spécifique à la modélisation globale de la dynamique des ceintures, et leur combinaison dans la version finale du code Salammbô 4D permet une restitution plus proche des mesures, notamment à basse énergie comparé à la version initiale du code. Mon travail de thèse a ainsi renforcé la capacité du code à modéliser la dynamique des ceintures sur l'ensemble de la gamme d'énergie et sur toutes les régions en L^*.

Plusieurs pistes d'amélioration peuvent être envisagées pour renforcer encore la qualité de la modélisation de la dynamique des particules de basse énergie. Le modèle de magnétopause développé dans cette thèse, fondé sur une la description du modèle analytique de Shue et al. (1998), reste limité par son hypothèse de symétrie en MLT. Les observations in situ montrent en effet des asymétries marquées entre les secteurs aube et après-midi, qui ne sont pas capturées par Shue et al. (1998). Une évolution naturelle consisterait à élaborer un modèle empirique explicitement asymétrique en MLT, capable de capturer ces inhomogénéités.

Concernant le modèle d'interactions onde-particule, la classification intégrée prend désormais mieux en compte la dépendance en MLT ainsi que la variabilité de l'activité géomagnétique via l'indice AE. Elle repose toutefois encore sur un modèle de plasmapause homogène en MLT. Cette simplification ne permet pas de restituer certaines structures fines, telles que la plume plasmasphérique dans le secteur soir ou les indentations locales associées à des injections rapides. Elle introduit aussi un biais dans la classification des ondes VLF lorsque les fréquences hiss et chorus se recouvrent, la position réelle de la plasmapause devenant alors déterminante. Un raffinement du modèle de plasmapause, intégrant la dynamique azimutale et les asymétries observées en période d'orage géomagnétique, offrirait une amélioration notable, tant pour le calcul des coefficients de diffusion et taux de pertes issus des interactions onde-particule, que pour la modélisation de l'écrantage du champ électrique de convection par la plasmasphère.

Par ailleurs, l'extension de Salammbô 4D aux protons représente une évolution naturelle du code. Cette extension nécessiterait l'intégration de processus physiques spécifiques aux protons, tels que les échanges de charge avec la haute atmosphère, la diffusion en angle d'attaque induite par les ondes EMIC ou encore les pertes par interaction avec les atomes neutres exosphériques. La base numérique établie ici, notamment en termes de transport convectif et de gestion des conditions limites, constitue un socle exploitable pour le développement d'un futur Salammbô 4D-Proton.

Enfin, plusieurs perspectives s'ouvrent en ce qui concerne le couplage de Salammbô 4D avec des données issues du vent solaire. Le remplacement de l'indice Kp par le champ électrique interplanétaire (IEF) comme paramètre pilote du champ électrique de convection, réalisé dans cette thèse, constitue une avancée notable vers une modélisation plus réactive aux conditions du vent solaire, notamment via l'assimilation directe des mesures effectuées au point de Lagrange L1. De manière analogue, la dépendance du modèle de magnétopause aux conditions dans le vent solaire, ainsi que l'usage de l'indice AE dans la classification des ondes VLF, renforcent le lien entre les forçages externes et la dynamique interne de la magnétosphère dans la modélisation Salammbô 4D.

Ainsi, à travers ce travail de thèse, j'ai pu établir un socle cohérent pour la modélisation des électrons de basse énergie dans un cadre de modélisation 4D. Il ouvre de nombreuses perspectives pour une meilleure compréhension de la dynamique des ceintures de radiation et l'étude de son couplage avec les autres populations de plasma de la magnétosphère interne.

Bibliographie

Acharya, B.: Solar fusion III: New data and theory for hydrogen-burning stars, Rev. Mod. Phys., 97, https://doi.org/10.1103/8lm7-gs18, 2025.

Albert, J. M.: Evaluation of quasi-linear diffusion coefficients for whistler mode waves in a plasma with arbitrary density ratio, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 110, https://doi.org/10.1029/2004JA010844, 2005.

Alfvén, H.: On the Theory of Magnetic Storms and Aurorae, Tellus, 10, 104–116, https://doi.org/10.1111/j.2153-3490.1958.tb01991.x, 1958.

Allison, H. J., Horne, R. B., Glauert, S. A., and Zanna, G. D.: The magnetic local time distribution of energetic electrons in the radiation belt region, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 122, 8108–8123, https://doi.org/10.1002/2017JA024084, 2017.

Anon: Solar wind control of the magnetopause shape, location, and motion, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 96, 5489–5495, https://doi.org/10.1029/90JA02464, 1991.

Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., and Scott, P.: The Chemical Composition of the Sun, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 47, 481–522, https://doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145222, 2009.

Baker, D. N. and Panasyuk, M. I.: Discovering Earth's radiation belts, Physics Today, 70, 46–51, https://doi.org/10.1063/PT.3.3791, 2017.

Baker, D. N., Jaynes, A. N., Kanekal, S. G., Foster, J. C., Erickson, P. J., Fennell, J. F., Blake, J. B., Zhao, H., Li, X., Elkington, S. R., Henderson, M. G., Reeves, G. D., Spence, H. E., Kletzing, C. A., and Wygant, J. R.: Highly relativistic radiation belt electron acceleration, transport, and loss: Large solar storm events of March and June 2015, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 121, 6647–6660, https://doi.org/10.1002/2016JA022502, 2016.

Benacquista, R.: Impact des structures du vent solaire sur les ceintures de radiation terrestres, phdthesis, INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE) ; UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2017.

Bernoux, G., Nguyen, G., Sicard, A., and Maget, V.: Automatic Identification of Past Radiation Belts Electron Enhancement Events Using a Ground-Based Parameter, Earth and Space Science, 12, e2024EA003945, https://doi.org/10.1029/2024EA003945, 2025.

Beutier, T.: Modélisation tridimensionnelle pour l'étude de la dynamique des ceintures de radiation, These de doctorat, Toulouse, ENSAE, 1993.

Billings, D. E.: A Guide to the Solar Corona, Academic Press, 335 pp., 2013.

Borovsky, J. E. and Denton, M. H.: Differences between CME-driven storms and CIR-driven storms, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 111, https://doi.org/10.1029/2005JA011447, 2006.

Borovsky, J. E. and Denton, M. H.: Magnetic field at geosynchronous orbit during high-speed stream-driven storms: Connections to the solar wind, the plasma sheet, and the

outer electron radiation belt, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 115, https://doi.org/10.1029/2009JA015116, 2010.

Borovsky, J. E. and Valdivia, J. A.: The Earth's Magnetosphere: A Systems Science Overview and Assessment, Surv Geophys, 39, 817–859, https://doi.org/10.1007/s10712-018-9487-x, 2018.

Bortnik, J., Thorne, R. M., and Meredith, N. P.: Modeling the propagation characteristics of chorus using CRRES suprathermal electron fluxes, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 112, https://doi.org/10.1029/2006JA012237, 2007.

Boscher, D.: Interaction ondes particules et modélisation du champ électrique, Technical report, ONERA, The French Aerospace Lab - Département Environnement SPatial., 2010.

Boscher, D.: Electrons de haute énergie de la ceinture interne., Technical report, ONERA, The French Aerospace Lab - Département Environnement SPatial., 2016.

Boscher, D., Bourdarie, S., Lazaro, D., and Sicard-Piet, A.: Technical report for CNES study,RF 2/12841 DESP, 2007.

Boscher, D., Bourdarie, S., Maget, V., Sicard-Piet, A., Rolland, G., and Standarovski, D.: High-Energy Electrons in the Inner Zone, IEEE Transactions on Nuclear Science, 65, 1546–1552, https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2824543, 2018.

Bourdarie, S.: Modélisation de la dynamique des ceintures de radiations à l'échelle de l'orage magnétique, These de doctorat, Toulouse, ENSAE, 1996.

Brautigam, D. H. and Albert, J. M.: Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 105, 291–309, https://doi.org/10.1029/1999JA900344, 2000.

Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J., Korendyke, C. M., Michels, D. J., Moses, J. D., Socker, D. G., Dere, K. P., Lamy, P. L., Llebaria, A., Bout, M. V., Schwenn, R., Simnett, G. M., Bedford, D. K., and Eyles, C. J.: The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO), Sol Phys, 162, 357–402, https://doi.org/10.1007/BF00733434, 1995.

Bruinsma, S.: The DTM-2013 thermosphere model, J. Space Weather Space Clim., 5, A1, https://doi.org/10.1051/swsc/2015001, 2015.

Bruinsma, S. and Boniface, C.: The operational and research DTM-2020 thermosphere models, J. Space Weather Space Clim., 11, 47, https://doi.org/10.1051/swsc/2021032, 2021.

Brun, A. S. and Rempel, M.: Large Scale Flows in the Solar Convection Zone, Space Sci Rev, 144, 151–173, https://doi.org/10.1007/s11214-008-9454-9, 2009.

Bryant, D. A., Krimigis, S. M., and Haerendel, G.: Outline of the Active Magnetospheric Particle Tracer Explorers (AMPTE) Mission, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, GE-23, 177–181, https://doi.org/10.1109/TGRS.1985.289511, 1985.

Bullard, E. C., Freedman, C., Gellman, H., and Nixon, J.: The westward drift of the Earth's magnetic field, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 243, 67–92, https://doi.org/10.1098/rsta.1950.0014, 1997.

Burger, R. A., Moraal, H., and Webb, G. M.: Drift theory of charged particles in electric and magnetic fields, Astrophys Space Sci, 116, 107–129, https://doi.org/10.1007/BF00649278, 1985.

Burt, J. and Smith, B.: Deep Space Climate Observatory: The DSCOVR mission, in: 2012 IEEE Aerospace Conference, 2012 IEEE Aerospace Conference, 1–13, https://doi.org/10.1109/AERO.2012.6187025, 2012.

Buzulukova, N. and Vovchenko, V.: Modeling of proton nose structures in the inner magnetosphere with a self-consistent electric field model, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 70, 503–510, https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.08.028, 2008.

Carpenter, D. L. and Anderson, R. R.: An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 97, 1097–1108, https://doi.org/10.1029/91JA01548, 1992.

Carpenter, D. L. and Lemaire, J.: Erosion and Recovery of the Plasmasphere in the Plasmapause Region, Space Science Reviews, 80, 153–179, https://doi.org/10.1023/A:1004981919827, 1997.

Chapman, S. and Ferraro, V. C. A.: A new theory of magnetic storms, Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity, 36, 171–186, https://doi.org/10.1029/TE036i003p00171, 1931.

Charbonneau, P.: Dynamo Models of the Solar Cycle, Living Rev. Sol. Phys., 7, 3, https://doi.org/10.12942/lrsp-2010-3, 2010.

Chiu, M. C., Von-Mehlem, U. I., Willey, C. E., Betenbaugh, T. M., Maynard, J. J., Krein, J. A., Conde, R. F., Gray, W. T., Hunt, J. W., Mosher, L. E., McCullough, M. G., Panneton, P. E., Staiger, J. P., and Rodberg, E. H.: ACE Spacecraft, Space Science Reviews, 86, 257–284, https://doi.org/10.1023/A:1005002013459, 1998.

Cho, M., Kitamura, T., Ose, T., Masui, H., and Toyoda, K.: Statistical Number of Primary Discharges Required for Solar Array Secondary-Arc Tests, Journal of Spacecraft and Rockets, 46, 438–448, https://doi.org/10.2514/1.37798, 2009.

Cornwall, J. M.: Diffusion Processes Influenced by Conjugate-Point Wave Phenomena, Radio Science, 3, 740–744, https://doi.org/10.1002/rds196837740, 1968.

Cowley, S. W. H.: The causes of convection in the Earth's magnetosphere: A review of developments during the IMS, Reviews of Geophysics, 20, 531–565, https://doi.org/10.1029/RG020i003p00531, 1982.

Daglis, I. A., Thorne, R. M., Baumjohann, W., and Orsini, S.: The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay, Reviews of Geophysics, 37, 407–438, https://doi.org/10.1029/1999RG900009, 1999.

Dahmen, N. A.: Développement d'un nouveau coeur numérique pour le code de calcul Salammbô de modélisation des ceintures de radiation terrestres, phdthesis, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2020.

Davis, T. N. and Sugiura, M.: Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 71, 785–801, https://doi.org/10.1029/JZ071i003p00785, 1966.

Davis, V. A., Mandell, M. J., Baker, N. R., Brown-Hayes, M., Davis, G. T., Maurer, R. H., and Herrmann, C.: Surface-Charging Analysis of the Radiation Belt Storm Probe and Magnetospheric MultiScale Spacecraft, IEEE Transactions on Plasma Science, 40, 262–273, https://doi.org/10.1109/TPS.2011.2178615, 2012.

Degeling, A. W., Rankin, R., Murphy, K., and Rae, I. J.: Magnetospheric convection and magnetopause shadowing effects in ULF wave-driven energetic electron transport, Journal

of Geophysical Research: Space Physics, 118, 2919–2927, https://doi.org/10.1002/jgra.50219, 2013.

Degl'innocenti, E. L. and Landolfi, M.: Polarization in Spectral Lines, Springer Netherlands, Dordrecht, https://doi.org/10.1007/1-4020-2415-0, 2004.

Del Zanna, G. and Mason, H. E.: Solar UV and X-ray spectral diagnostics, Living Rev Sol Phys, 15, 5, https://doi.org/10.1007/s41116-018-0015-3, 2018.

Demorest, P.: Dynamo Theory and Earth's Magnetic Field, 2001.

Domingo, V., Fleck, B., and Poland, A. I.: The SOHO mission: An overview, Sol Phys, 162, 1–37, https://doi.org/10.1007/BF00733425, 1995.

Dungey, J. W.: Some researches in cosmic magnetism, Ph.D. thesis, 1951.

Dungey, J. W.: Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones, Phys. Rev. Lett., 6, 47–48, https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.47, 1961.

Durney, A. C. and Ogilvie, K. W.: Introduction to the ISEE Mission, in: Advances in Magnetosperic Physics with GEOS-1 and ISEE, edited by: Knott, K., Durney, A., and Ogilvie, K., Springer Netherlands, Dordrecht, 359–359, https://doi.org/10.1007/978-94-009-9527-7_25, 1979.

Eastwood, J. P., Hietala, H., Toth, G., Phan, T. D., and Fujimoto, M.: What Controls the Structure and Dynamics of Earth's Magnetosphere?, Space Sci Rev, 188, 251–286, https://doi.org/10.1007/s11214-014-0050-x, 2015.

Evans, D. S. (David S.: Polar orbiting environmental satellite space environment monitor-2 : instrument description and archive data, 1936.

Fairfield, D. H.: Average and unusual locations of the Earth's magnetopause and bow shock, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 76, 6700–6716, https://doi.org/10.1029/JA076i028p06700, 1971.

Fälthammar, C.-G.: Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 70, 2503–2516, https://doi.org/10.1029/JZ070i011p02503, 1965a.

Fälthammar, C.-G.: Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 70, 2503–2516, https://doi.org/10.1029/JZ070i011p02503, 1965b.

Fälthammar, C.-G.: Radial Diffusion by Violation of the Third Adiabatic Invariant, Earth's Particles and Fields, ADS Bibcode: 1968epf..conf..157F, 157, 1968.

Fälthammar, C.-G.: Electric fields in the magnetosphere— a review, Planetary and Space Science, 37, 899–914, https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90046-9, 1989.

Feinland, M., Blum, L. W., Marshall, R. A., Gan, L., Shumko, M., and Looper, M.: Lightning-induced relativistic electron precipitation from the inner radiation belt, Nat Commun, 15, 8721, https://doi.org/10.1038/s41467-024-53036-4, 2024.

Fogg, A. R., Jackman, C. M., Coco, I., Douglas Rooney, L., Weigt, D. M., and Lester, M.: Why Are Some Solar Wind Pressure Pulses Followed by Geomagnetic Storms?, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 128, e2022JA031259, https://doi.org/10.1029/2022JA031259, 2023.

Formisano, V., Domingo, V., and Wenzel, K.-P.: The three-dimensional shape of the magnetopause, Planetary and Space Science, 27, 1137–1149, https://doi.org/10.1016/0032-0633(79)90134-X, 1979.

Gao, X., Yang, S., and Feng, Z.: Radiation Effects of Space Solar Cells, in: High-Efficiency Solar Cells: Physics, Materials, and Devices, edited by: Wang, X. and Wang, Z. M., Springer International Publishing, Cham, 597–622, https://doi.org/10.1007/978-3-319-01988-8_20, 2014.

Glauert, S. A., Horne, R. B., and Meredith, N. P.: Simulating the Earth's radiation belts: Internal acceleration and continuous losses to the magnetopause, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 119, 7444–7463, https://doi.org/10.1002/2014JA020092, 2014a.

Glauert, S. A., Horne, R. B., and Meredith, N. P.: Three-dimensional electron radiation belt simulations using the BAS Radiation Belt Model with new diffusion models for chorus, plasmaspheric hiss, and lightning-generated whistlers, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 119, 268–289, https://doi.org/10.1002/2013JA019281, 2014b.

Goldstein, J.: Plasmasphere Response: Tutorial and Review of Recent Imaging Results, in: Solar Dynamics and Its Effects on the Heliosphere and Earth, edited by: Baker, D. N., Klecker, B., Schwartz, S. J., Schwenn, R., and Von Steiger, R., Springer, New York, NY, 203–216, https://doi.org/10.1007/978-0-387-69532-7_14, 2007.

Goldstein, J., Spasojević, M., Reiff, P. H., Sandel, B. R., Forrester, W. T., Gallagher, D. L., and Reinisch, B. W.: Identifying the plasmapause in IMAGE EUV data using IMAGE RPI in situ steep density gradients, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 108, https://doi.org/10.1029/2002JA009475, 2003a.

Goldstein, J., Sandel, B. R., Forrester, W. T., and Reiff, P. H.: IMF-driven plasmasphere erosion of 10 July 2000, Geophysical Research Letters, 30, https://doi.org/10.1029/2002GL016478, 2003b.

Goldstein, J., Angelopoulos, V., De Pascuale, S., Funsten, H. O., Kurth, W. S., LLera, K., McComas, D. J., Perez, J. D., Reeves, G. D., Spence, H. E., Thaller, S. A., Valek, P. W., and Wygant, J. R.: Cross-scale observations of the 2015 St. Patrick's day storm: THEMIS, Van Allen Probes, and TWINS, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 122, 368–392, https://doi.org/10.1002/2016JA023173, 2017.

Gonzalez, W. D., Joselyn, J. A., Kamide, Y., Kroehl, H. W., Rostoker, G., Tsurutani, B. T., and Vasyliunas, V. M.: What is a geomagnetic storm?, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 99, 5771–5792, https://doi.org/10.1029/93JA02867, 1994.

Gosling, J. T., Asbridge, J. R., Bame, S. J., and Feldman, W. C.: Solar wind stream interfaces, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 83, 1401–1412, https://doi.org/10.1029/JA083iA04p01401, 1978.

Gussenhoven, M. S., Hardy, D. A., and Heinemann, N.: Systematics of the equatorward diffuse auroral boundary, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 88, 5692–5708, https://doi.org/10.1029/JA088iA07p05692, 1983.

H. Goldstein, C. P.: Classical Mechanics - 3rd Edition, 2000.

Hale, G. E., Ellerman, F., Nicholson, S. B., and Joy, A. H.: The Magnetic Polarity of Sun-Spots, The Astrophysical Journal, 49, 153, https://doi.org/10.1086/142452, 1919.

Hathaway, D. H.: The Solar Cycle, Living Rev. Sol. Phys., 12, 4, https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4, 2015.

Hedgecock, P. C. and Thomas, B. T.: HEOS Observations of the Configuration of the Magnetosphere, Geophysical Journal International, 41, 391–403, https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1975.tb01622.x, 1975.

Hedin, A. E.: MSIS-86 Thermospheric Model, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 92, 4649–4662, https://doi.org/10.1029/JA092iA05p04649, 1987.

Hedin, A. E.: Extension of the MSIS Thermosphere Model into the middle and lower atmosphere, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 96, 1159–1172, https://doi.org/10.1029/90JA02125, 1991.

Herrera, D.: Prise en compte du temps local dans la modélisation des ceintures de radiation terrestres, phdthesis, INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE) ; UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2017.

Herrera, D., Maget, V. F., and Sicard-Piet, A.: Characterizing magnetopause shadowing effects in the outer electron radiation belt during geomagnetic storms, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 121, 9517–9530, https://doi.org/10.1002/2016JA022825, 2016.

Hill, T. W.: Origin of the plasma sheet, Reviews of Geophysics, 12, 379–388, https://doi.org/10.1029/RG012i003p00379, 1974.

Hill, T. w.: Generation of the Magnetospheric Electric Field, in: Quantitative Modeling of Magnetospheric Processes, American Geophysical Union (AGU), 297–315, https://doi.org/10.1029/GM021p0297, 1979.

Holzer, R. E. and Slavin, J. A.: Magnetic flux transfer associated with expansions and contractions of the dayside magnetosphere, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 83, 3831–3839, https://doi.org/10.1029/JA083iA08p03831, 1978.

Jian, L., Russell, C. T., Luhmann, J. G., and Skoug, R. M.: Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections at One AU During 1995 – 2004, Sol Phys, 239, 393–436, https://doi.org/10.1007/s11207-006-0133-2, 2006a.

Jian, L., Russell, C. T., Luhmann, J. G., and Skoug, R. M.: Properties of Stream Interactions at One AU During 1995 – 2004, Sol Phys, 239, 337–392, https://doi.org/10.1007/s11207-006-0132-3, 2006b.

Johnson, M. H. and Kierein, J.: Combined Release and Radiation Effects Satellite (CRRES): Spacecraft and Mission, Journal of Spacecraft and Rockets, 29, 556–563, https://doi.org/10.2514/3.55641, 1992.

Kang, S.-B., Fok, M.-C., Komar, C., Glocer, A., Li, W., and Buzulukova, N.: An Energetic Electron Flux Dropout Due to Magnetopause Shadowing on 1 June 2013, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 123, 1178–1190, https://doi.org/10.1002/2017JA024879, 2018.

Khazanov, G. V., Liemohn, M. W., Newman, T. S., Fok, M.-C., and Ridley, A. J.: Magnetospheric convection electric field dynamics andstormtime particle energization: case study of the magneticstorm of 4 May 1998, Annales Geophysicae, 22, 497–510, https://doi.org/10.5194/angeo-22-497-2004, 2004.

Kilpua, E. K. J., Hietala, H., Turner, D. L., Koskinen, H. E. J., Pulkkinen, T. I., Rodriguez, J. V., Reeves, G. D., Claudepierre, S. G., and Spence, H. E.: Unraveling the drivers of the storm time radiation belt response, Geophysical Research Letters, 42, 3076–3084, https://doi.org/10.1002/2015GL063542, 2015.

Kiraz, R., Dahmen, N., Maget, V., and Lavraud, B.: Modeling magnetopause location for 4D drift-resolved radiation belt codes: Salammbô model implementation, Annales Geophysicae, 43, 369–382, https://doi.org/10.5194/angeo-43-369-2025, 2025.

Kivelson, M. G. and Russell, C. T.: Introduction to Space Physics, Cambridge University Press, 594 pp., 1995.

Koskinen, H. E. J., Baker, D. N., Balogh, A., Gombosi, T., Veronig, A., and von Steiger, R.: Achievements and Challenges in the Science of Space Weather, Space Sci Rev, 212, 1137–1157, https://doi.org/10.1007/s11214-017-0390-4, 2017.

Langel, R. A. and Hinze, W. J.: The Magnetic Field of the Earth's Lithosphere: The Satellite Perspective, Cambridge University Press, 444 pp., 1998.

Lanzerotti, L. J.: Space Weather Effects on Communications, in: Space Storms and Space Weather Hazards, edited by: Daglis, I. A., Springer Netherlands, Dordrecht, 313–334, https://doi.org/10.1007/978-94-010-0983-6_12, 2001.

Lanzerotti, L. J. and Morgan, C. G.: ULF geomagnetic power near L = 4: 2. Temporal variation of the radial diffusion coefficient for relativistic electrons, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 78, 4600–4610, https://doi.org/10.1029/JA078i022p04600, 1973.

Lanzerotti, L. J., Webb, D. C., and Arthur, C. W.: Geomagnetic field fluctuations at synchronous orbit 2. Radial diffusion, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 83, 3866–3870, https://doi.org/10.1029/JA083iA08p03866, 1978.

Lejosne, S. and Kollmann, P.: Radiation Belt Radial Diffusion at Earth and Beyond, Space Sci Rev, 216, 19, https://doi.org/10.1007/s11214-020-0642-6, 2020a.

Lejosne, S. and Kollmann, P.: Radiation Belt Radial Diffusion at Earth and Beyond, Space Sci Rev, 216, 19, https://doi.org/10.1007/s11214-020-0642-6, 2020b.

Li, W., Ma, Q., Thorne, R. M., Bortnik, J., Zhang, X.-J., Li, J., Baker, D. N., Reeves, G. D., Spence, H. E., Kletzing, C. A., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Blake, J. B., Fennell, J. F., Kanekal, S. G., Angelopoulos, V., Green, J. C., and Goldstein, J.: Radiation belt electron acceleration during the 17 March 2015 geomagnetic storm: Observations and simulations, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 121, 5520–5536, https://doi.org/10.1002/2016JA022400, 2016.

Lin, R. L., Zhang, X. X., Liu, S. Q., Wang, Y. L., and Gong, J. C.: A three-dimensional asymmetric magnetopause model, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 115, https://doi.org/10.1029/2009JA014235, 2010.

Linzmayer, V., Němec, F., Santolík, O., and Kolmašová, I.: Lightning-Induced Energetic Electron Precipitation Observed in Long-Term DEMETER Spacecraft Measurements, JGR Space Physics, 129, e2024JA032713, https://doi.org/10.1029/2024JA032713, 2024.

Lorenzato, L.: Modélisation des ceintures de radiations de Saturne, These de doctorat, Toulouse, ISAE, 2012.

Loridan, V., Ripoll, J.-F., Tu, W., and Scott Cunningham, G.: On the Use of Different Magnetic Field Models for Simulating the Dynamics of the Outer Radiation Belt Electrons During the October 1990 Storm, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 124, 6453–6486, https://doi.org/10.1029/2018JA026392, 2019.

Lucek, E. A., Constantinescu, D., Goldstein, M. L., Pickett, J., Pinçon, J. L., Sahraoui, F., Treumann, R. A., and Walker, S. N.: The Magnetosheath, Space Sci Rev, 118, 95–152, https://doi.org/10.1007/s11214-005-3825-2, 2005.

Lui, A. T. Y.: Tutorial on geomagnetic storms and substorms, IEEE Transactions on Plasma Science, 28, 1854–1866, https://doi.org/10.1109/27.902214, 2000.

Lyons, L. R. and Williams, D. J.: Charged-Particle Motion in Magnetic and Electric Fields, in: Quantitative Aspects of Magnetospheric Physics, edited by: Lyons, L. R. and Williams, D. J., Springer Netherlands, Dordrecht, 6–27, https://doi.org/10.1007/978-94-017-2819-5_2, 1984.

Lyons, L. R., Thorne, R. M., and Kennel, C. F.: Pitch-angle diffusion of radiation belt electrons within the plasmasphere, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 77, 3455–3474, https://doi.org/10.1029/JA077i019p03455, 1972.

Maget, V.: Développement et comparaison de méthodes d'assimilation de données appliquées à la restitution de la dynamique des ceintures de radiation terrestres, These de doctorat, Toulouse, ISAE, 2007.

Maget, V., Sicard-Piet, A., Bourdarie, S., Lazaro, D., Turner, D. L., Daglis, I. A., and Sandberg, I.: Improved outer boundary conditions for outer radiation belt data assimilation using THEMIS-SST data and the Salammbo-EnKF code, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 120, 5608–5622, https://doi.org/10.1002/2015JA021001, 2015.

Matsui, H., Torbert, R. B., Spence, H. E., Khotyaintsev, Yu. V., and Lindqvist, P.-A.: Revision of empirical electric field modeling in the inner magnetosphere using Cluster data, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 118, 4119–4134, https://doi.org/10.1002/jgra.50373, 2013.

Matsumura, C., Miyoshi, Y., Seki, K., Saito, S., Angelopoulos, V., and Koller, J.: Outer radiation belt boundary location relative to the magnetopause: Implications for magnetopause shadowing, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 116, https://doi.org/10.1029/2011JA016575, 2011.

Mayaud, P. N.: Planetary Indices Derived From K Indices (Kp, am, and aa), in: Derivation, Meaning, and Use of Geomagnetic Indices, American Geophysical Union (AGU), 40–85, https://doi.org/10.1002/9781118663837.ch5, 1980.

Maynard, N. C. and Chen, A. J.: Isolated cold plasma regions: Observations and their relation to possible production mechanisms, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 80, 1009–1013, https://doi.org/10.1029/JA080i007p01009, 1975.

McIlwain, C. E.: A *Kp* dependent equatorial electric field model, Advances in Space Research, 6, 187–197, https://doi.org/10.1016/0273-1177(86)90331-5, 1986.

Mead, G. D. and Fairfield, D. H.: A quantitative magnetospheric model derived from spacecraft magnetometer data, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 80, 523–534, https://doi.org/10.1029/JA080i004p00523, 1975.

Michotte de Welle, B., Aunai, N., Nguyen, G., Lavraud, B., Génot, V., Jeandet, A., and Smets, R.: Global Three-Dimensional Draping of Magnetic Field Lines in Earth's Magnetosheath From In-Situ Spacecraft Measurements, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 127, e2022JA030996, https://doi.org/10.1029/2022JA030996, 2022.

Mitsakou, E. and Moussas, X.: Erratum to: Statistical Study of ICMEs and Their Sheaths During Solar Cycle 23 (1996 – 2008), Sol Phys, 289, 4413–4421, https://doi.org/10.1007/s11207-014-0575-x, 2014.

Morley, S. K., Friedel, R. H. W., Spanswick, E. L., Reeves, G. D., Steinberg, J. T., Koller, J., Cayton, T., and Noveroske, E.: Dropouts of the outer electron radiation belt in response to solar wind stream interfaces: global positioning system observations, Proceedings of the

Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 466, 3329–3350, https://doi.org/10.1098/rspa.2010.0078, 2010.

Morley, S. K., Niehof, J. T., Welling, D. T., Larsen, B. A., Brunet, A., Engel, M. A., Gieseler, J., Haiducek, J., Henderson, M., Hendry, A., Hirsch, M., Killick, P., Koller, J., Merrill, A., Reimer, A., Shih, A. Y., and Stricklan, A.: SpacePy, Zenodo, https://doi.org/10.5281/zenodo.7083375, 2022.

Nguyen, G., Aunai, N., Michotte de Welle, B., Jeandet, A., Lavraud, B., and Fontaine, D.: Massive Multi-Mission Statistical Study and Analytical Modeling of the Earth's Magnetopause: 2. Shape and Location, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 127, e2021JA029774, https://doi.org/10.1029/2021JA029774, 2022.

Ni, B., Thorne, R. M., Shprits, Y. Y., and Bortnik, J.: Resonant scattering of plasma sheet electrons by whistler-mode chorus: Contribution to diffuse auroral precipitation, Geophysical Research Letters, 35, https://doi.org/10.1029/2008GL034032, 2008.

Nishida, A., Hayakawa, H., and Hones Jr., E. W.: Observed signatures of reconnection in the magnetotail, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 86, 1422–1436, https://doi.org/10.1029/JA086iA03p01422, 1981.

Nishimura, Y., Bortnik, J., Li, W., Thorne, R. M., Lyons, L. R., Angelopoulos, V., Mende, S. B., Bonnell, J. W., Le Contel, O., Cully, C., Ergun, R., and Auster, U.: Identifying the Driver of Pulsating Aurora, Science, 330, 81–84, https://doi.org/10.1126/science.1193186, 2010.

Northrop, T. G.: Adiabatic charged-particle motion, Reviews of Geophysics, 1, 283–304, https://doi.org/10.1029/RG001i003p00283, 1963.

O'Brien, P. P. and Bourdarie, S.: The IRBEM library -- open source tools for radiation belt modeling, 2012, IN53C-1760, 2012.

Ogilvie, K. W., Chornay, D. J., Fritzenreiter, R. J., Hunsaker, F., Keller, J., Lobell, J., Miller, G., Scudder, J. D., Sittler, E. C., Torbert, R. B., Bodet, D., Needell, G., Lazarus, A. J., Steinberg, J. T., Tappan, J. H., Mavretic, A., and Gergin, E.: SWE, a comprehensive plasma instrument for the WIND spacecraft, Space Sci Rev, 71, 55–77, https://doi.org/10.1007/BF00751326, 1995.

Olifer, L., Mann, I. R., Morley, S. K., Ozeke, L. G., and Choi, D.: On the Role of Last Closed Drift Shell Dynamics in Driving Fast Losses and Van Allen Radiation Belt Extinction, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 123, 3692–3703, https://doi.org/10.1029/2018JA025190, 2018.

Olson, W. P. and Pfitzer, K. A.: Magnetospheric Magnetic Field Modeling., 1979.

Parker, E. N.: Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 62, 509–520, https://doi.org/10.1029/JZ062i004p00509, 1957.

Parker, E. N.: Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields., The Astrophysical Journal, 128, 664, https://doi.org/10.1086/146579, 1958.

Parker, E. N.: Geomagnetic fluctuations and the form of the outer zone of the Van Allen radiation belt, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 65, 3117–3130, https://doi.org/10.1029/JZ065i010p03117, 1960.

Pesnell, W. D., Thompson, B. J., and Chamberlin, P. C.: The Solar Dynamics Observatory (SDO), in: The Solar Dynamics Observatory, edited by: Chamberlin, P., Pesnell, W. D., and Thompson, B., Springer, New York, NY, 3–15, https://doi.org/10.1007/978-1-4614-3673-7_2, 2012.

Petrinec, S. M. and Russell, C. T.: An empirical model of the size and shape of the near-Earth magnetotail, Geophysical Research Letters, 20, 2695–2698, https://doi.org/10.1029/93GL02847, 1993.

Petrinec, S. M. and Russell, C. T.: Near-Earth magnetotail shape and size as determined from the magnetopause flaring angle, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 101, 137–152, https://doi.org/10.1029/95JA02834, 1996.

Petrinec, S. P., Song, P., and Russell, C. T.: Solar cycle variations in the size and shape of the magnetopause, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 96, 7893–7896, https://doi.org/10.1029/90JA02566, 1991.

Piddington, J. H.: The magnetospheric radiation belt and tail plasma sheet, Planetary and Space Science, 16, 703–716, https://doi.org/10.1016/0032-0633(68)90075-5, 1968.

Pierrard, V., Khazanov, G. V., Cabrera, J., and Lemaire, J.: Influence of the convection electric field models on predicted plasmapause positions during magnetic storms, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 113, https://doi.org/10.1029/2007JA012612, 2008.

Pulkkinen, A., Bernabeu, E., Thomson, A., Viljanen, A., Pirjola, R., Boteler, D., Eichner, J., Cilliers, P. J., Welling, D., Savani, N. P., Weigel, R. S., Love, J. J., Balch, C., Ngwira, C. M., Crowley, G., Schultz, A., Kataoka, R., Anderson, B., Fugate, D., Simpson, J. J., and MacAlester, M.: Geomagnetically induced currents: Science, engineering, and applications readiness, Space Weather, 15, 828–856, https://doi.org/10.1002/2016SW001501, 2017.

Reeves, G. D. and et al.: Using LOS Alamos Geosynchronous Energetic Particle Data in Support of Other Satellite Missions, Satellite-Ground Based Coordination Sourcebook, ADS Bibcode: 1997ESASP1198..281R, 281, 1997.

Reeves, G. D., Henderson, M. G., McLachlan, P. S., Belian, R. D., Friedel, R. H. W., and Korth, A.: Radial propagation of substorm injections, International Conference on Substorms, ADS Bibcode: 1996ESASP.389..579R, 579, 1996.

Richardson, I. G.: What in the solar wind does the earth react to?, AIP Conference Proceedings, 1539, 370–375, https://doi.org/10.1063/1.4811063, 2013.

Ripoll, J.-F., Claudepierre, S. G., Ukhorskiy, A. Y., Colpitts, C., Li, X., Fennell, J. F., and Crabtree, C.: Particle Dynamics in the Earth's Radiation Belts: Review of Current Research and Open Questions, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 125, e2019JA026735, https://doi.org/10.1029/2019JA026735, 2020.

Roederer, J. and Zhang, H.: Particle Drifts and the First Adiabatic Invariant, in: Dynamics of Magnetically Trapped Particles: Foundations of the Physics of Radiation Belts and Space Plasmas, edited by: Roederer, J. G. and Zhang, H., Springer, Berlin, Heidelberg, 1–34, https://doi.org/10.1007/978-3-642-41530-2_1, 2014a.

Roederer, J. G.: On the adiabatic motion of energetic particles in a model magnetosphere, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 72, 981–992, https://doi.org/10.1029/JZ072i003p00981, 1967.

Roederer, J. G. and Zhang, H.: Dynamics of Magnetically Trapped Particles: Foundations of the Physics of Radiation Belts and Space Plasmas, Springer, Berlin, Heidelberg, https://doi.org/10.1007/978-3-642-41530-2, 2014b.

Roelof, E. C. and Sibeck, D. G.: Magnetopause shape as a bivariate function of interplanetary magnetic field Bz and solar wind dynamic pressure, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 98, 21421–21450, https://doi.org/10.1029/93JA02362, 1993.

Russell, C. T.: The configuration of the magnetosphere., 1972.

Sandel, B. R., Goldstein, J., Gallagher, D. L., and Spasojevic, M.: Extreme Ultraviolet Imager Observations of the Structure and Dynamics of the Plasmasphere, Space Science Reviews, 109, 25–46, https://doi.org/10.1023/B:SPAC.0000007511.47727.5b, 2003.

Santos-Costa, D.: Modelisation des ceintures de radiation d'electrons de Jupiter internes a Io, 2001.

Schulz, M.: The magnetosphere., Geomagnetism, ADS Bibcode: 1991geom.conf...87S, 87–293, 1991.

Schulz, M. and Lanzerotti, L. J.: Particle Diffusion in the Radiation Belts, Springer, Berlin, Heidelberg, https://doi.org/10.1007/978-3-642-65675-0, 1974.

Shue, J.-H., Chao, J. K., Fu, H. C., Russell, C. T., Song, P., Khurana, K. K., and Singer, H. J.: A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 102, 9497–9511, https://doi.org/10.1029/97JA00196, 1997.

Shue, J.-H., Song, P., Russell, C. T., Steinberg, J. T., Chao, J. K., Zastenker, G., Vaisberg, O. L., Kokubun, S., Singer, H. J., Detman, T. R., and Kawano, H.: Magnetopause location under extreme solar wind conditions, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 103, 17691–17700, https://doi.org/10.1029/98JA01103, 1998.

Shue, J.-H., Song, P., Russell, C. T., Chao, J. K., and Yang, Y.-H.: Toward predicting the position of the magnetopause within geosynchronous orbit, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 105, 2641–2656, https://doi.org/10.1029/1999JA900467, 2000.

Sicard-Piet, A., Bourdarie, S., and Boscher, D.: WAPI : A new model for the WAve Particle Interaction, 37th COSPAR Scientific Assembly, ADS Bibcode: 2008cosp...37.2890S, 2890, 2008.

Sicard-Piet, A., Boscher, D., Horne, R. B., Meredith, N. P., and Maget, V.: Effect of plasma density on diffusion rates due to wave particle interactions with chorus and plasmaspheric hiss: extreme event analysis, Annales Geophysicae, 32, 1059–1071, https://doi.org/10.5194/angeo-32-1059-2014, 2014.

Staples, F. A., Rae, I. J., Forsyth, C., Smith, A. R. A., Murphy, K. R., Raymer, K. M., Plaschke, F., Case, N. A., Rodger, C. J., Wild, J. A., Milan, S. E., and Imber, S. M.: Do Statistical Models Capture the Dynamics of the Magnetopause During Sudden Magnetospheric Compressions?, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 125, e2019JA027289, https://doi.org/10.1029/2019JA027289, 2020.

Stern, D. P.: Large-scale electric fields in the Earth's magnetosphere, Reviews of Geophysics, 15, 156–194, https://doi.org/10.1029/RG015i002p00156, 1977.

Stumpo, M., Consolini, G., Alberti, T., and Quattrociocchi, V.: Measuring Information Coupling between the Solar Wind and the Magnetosphere–Ionosphere System, Entropy, 22, 276, https://doi.org/10.3390/e22030276, 2020.

Subbotin, D. A. and Shprits, Y. Y.: Three-dimensional modeling of the radiation belts using the Versatile Electron Radiation Belt (VERB) code, Space Weather, 7, https://doi.org/10.1029/2008SW000452, 2009.

Sweet, P. A.: 14. The neutral point theory of solar flares, Symposium - International Astronomical Union, 6, 123–134, https://doi.org/10.1017/S0074180900237704, 1958.

Tandberg-Hanssen, E.: The Nature of Solar Prominences, Springer Science & Business Media, 315 pp., 2013.

Tang, C., Xiang, Z., Zhao, H., and Liu, X.: Editorial: The loss and acceleration mechanisms of energetic electrons in the Earth's outer radiation belt, Front. Astron. Space Sci., 12, https://doi.org/10.3389/fspas.2025.1559238, 2025.

Tenerani, A.: DYNAMICS OF ION-SCALE COHERENT MAGNETIC STRUCTURES AND COUPLING WITH WHISTLER WAVES DURING SUBSTORMS., phdthesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012.

Thomsen, M. F.: Why Kp is such a good measure of magnetospheric convection, Space Weather, 2, https://doi.org/10.1029/2004SW000089, 2004.

Thorne, R. M.: Radiation belt dynamics: The importance of wave-particle interactions, Geophysical Research Letters, 37, https://doi.org/10.1029/2010GL044990, 2010.

Thorne, R. m., Church, S. r., and Gorney, D. j.: On the origin of plasmaspheric hiss: The importance of wave propagation and the plasmapause, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 84, 5241–5247, https://doi.org/10.1029/JA084iA09p05241, 1979.

Tousey, R.: The solar corona., Space Research Conference, ADS Bibcode: 1973spre.conf..713T, 713–730, 1973.

Tsurutani, B. T. and Smith, E. J.: Postmidnight chorus: A substorm phenomenon, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 79, 118–127, https://doi.org/10.1029/JA079i001p00118, 1974.

Tsyganenko, N. A.: A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet, Planetary and Space Science, 37, 5–20, https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90066-4, 1989a.

Tsyganenko, N. A.: A solution of the Chapman-Ferraro problem for an ellipsoidal magnetopause, Planetary and Space Science, 37, 1037–1046, https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90076-7, 1989b.

Tsyganenko, N. A.: On the re-distribution of the magnetic field and plasma in the near nightside magnetosphere during a substorm growth phase, Planetary and Space Science, 37, 183–192, https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90005-6, 1989c.

Tsyganenko, N. A.: A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 1. Mathematical structure, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 107, SMP 12-1-SMP 12-15, https://doi.org/10.1029/2001JA000219, 2002a.

Tsyganenko, N. A.: A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 2. Parameterization and fitting to observations, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 107, SMP 10-1-SMP 10-17, https://doi.org/10.1029/2001JA000220, 2002b.

Tsyganenko, N. A. and Sitnov, M. I.: Magnetospheric configurations from a high-resolution data-based magnetic field model, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 112, https://doi.org/10.1029/2007JA012260, 2007.

Ukhorskiy, A. Y., Takahashi, K., Anderson, B. J., and Korth, H.: Impact of toroidal ULF waves on the outer radiation belt electrons, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 110, https://doi.org/10.1029/2005JA011017, 2005.

Vaquero, J. M.: A forgotten naked-eye sunspot recorded by Galileo, Sol Phys, 223, 283–286, https://doi.org/10.1007/s11207-004-1041-y, 2004.

Varotsou, A.: Utilisation de modèles physiques pour comprendre la dynamique des ceintures de radiation d'électrons de la Terre, These de doctorat, Toulouse, ENSAE, 2005.

Vickers, G. T.: The corotation of the plasmasphere, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 38, 1061–1064, https://doi.org/10.1016/0021-9169(76)90034-9, 1976.

Volland, H.: A semiempirical model of large-scale magnetospheric electric fields, Journal of Geophysical Research (1896-1977), 78, 171–180, https://doi.org/10.1029/JA078i001p00171, 1973.

Wang, D., Shprits, Y. Y., Zhelavskaya, I. S., Effenberger, F., Castillo, A. M., Drozdov, A. Y., Aseev, N. A., and Cervantes, S.: The Effect of Plasma Boundaries on the Dynamic Evolution of Relativistic Radiation Belt Electrons, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 125, e2019JA027422, https://doi.org/10.1029/2019JA027422, 2020.

Wang, X., Wang, D., Cao, X., Ni, B., Drozdov, A. Y., Zhang, X., Dou, X., and Shprits, Y. Y.: Dynamics of Ultra-Relativistic Electrons on 19 December 2015: Combinations of Adiabatic and Non-Adiabatic Effects, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 130, e2024JA033595, https://doi.org/10.1029/2024JA033595, 2025.

Weimer, D. R.: Improved ionospheric electrodynamic models and application to calculating Joule heating rates, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 110, https://doi.org/10.1029/2004JA010884, 2005.

Whipple Jr., E. C.: (U, B, K) Coordinates: A natural system for studying magnetospheric convection, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 83, 4318–4326, https://doi.org/10.1029/JA083iA09p04318, 1978.

Woelfflé, A.: Étude et modélisation du transport de plasma dans la magnétosphère interne, These de doctorat, Toulouse, ISAE, 2010.

Woelfflé, A., Boscher, D., and Dandouras, I.: Plasma transport modelling in the inner magnetosphere: effects of magnetic field, electric field and exospheric models, Annales Geophysicae, 29, 427–442, https://doi.org/10.5194/angeo-29-427-2011, 2011.

Wrenn, G. L., Rodgers, D. J., and Ryden, K. A.: A solar cycle of spacecraft anomalies due to internal charging, Annales Geophysicae, 20, 953–956, https://doi.org/10.5194/angeo-20-953-2002, 2002.

Xiang, Z., Tu, W., Li, X., Ni, B., Morley, S. K., and Baker, D. N.: Understanding the Mechanisms of Radiation Belt Dropouts Observed by Van Allen Probes, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 122, 9858–9879, https://doi.org/10.1002/2017JA024487, 2017.

Yu, Y., Koller, J., and Morley, S. K.: Quantifying the effect of magnetopause shadowing on electron radiation belt dropouts, Annales Geophysicae, 31, 1929–1939, https://doi.org/10.5194/angeo-31-1929-2013, 2013.

Zhang, Q., Wang, C., Li, H., and Li, C.: Plasma transport between the ionosphere and plasmasphere in response to solar wind dynamic pressure pulsation, Chin. Sci. Bull., 58, 4126–4132, https://doi.org/10.1007/s11434-013-5764-8, 2013.

Zhang, X.-J., Li, W., Ma, Q., Thorne, R. M., Angelopoulos, V., Bortnik, J., Chen, L., Kletzing, C. A., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Baker, D. N., Reeves, G. D., Spence, H. E., Blake, J. B., and Fennell, J. F.: Direct evidence for EMIC wave scattering of relativistic electrons in space, Journal of Geophysical Research: Space Physics, 121, 6620–6631, https://doi.org/10.1002/2016JA022521, 2016.

Zirker, J. B.: Coronal holes and high-speed wind streams, Reviews of Geophysics, 15, 257–269, https://doi.org/10.1029/RG015i003p00257, 1977.

Zmuda, A. J.: The international geomagnetic reference field 1965.0 : introduction, Bull. Int. Assoc. Geomag. Aeron., 28, 148–152, 1971.

Zou, Z. (邹正洋), Hu, J. (**胡佳慧**), San, W. (伞文), and Yuan, Q. (**袁麒童**): Partial loss and significant depletion of radiation belt electrons during the April 4, 2017, geomagnetic storm, Physics of Fluids, 36, 126603, https://doi.org/10.1063/5.0235353, 2024.

Zurbuchen, T. H. and Richardson, I. G.: In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections, Space Sci Rev, 123, 31–43, https://doi.org/10.1007/s11214-006-9010-4, 2006.